Acerca de este libro

Esta es una copia digital de un libro que, durante generaciones, se ha conservado en las estanterías de una biblioteca, hasta que Google ha decidido escanearlo como parte de un proyecto que pretende que sea posible descubrir en línea libros de todo el mundo.

Ha sobrevivido tantos años como para que los derechos de autor hayan expirado y el libro pase a ser de dominio público. El que un libro sea de dominio público significa que nunca ha estado protegido por derechos de autor, o bien que el período legal de estos derechos ya ha expirado. Es posible que una misma obra sea de dominio público en unos países y, sin embargo, no lo sea en otros. Los libros de dominio público son nuestras puertas hacia el pasado, suponen un patrimonio histórico, cultural y de conocimientos que, a menudo, resulta difícil de descubrir.

Todas las anotaciones, marcas y otras señales en los márgenes que estén presentes en el volumen original aparecerán también en este archivo como testimonio del largo viaje que el libro ha recorrido desde el editor hasta la biblioteca y, finalmente, hasta usted.

Normas de uso

Google se enorgullece de poder colaborar con distintas bibliotecas para digitalizar los materiales de dominio público a fin de hacerlos accesibles a todo el mundo. Los libros de dominio público son patrimonio de todos, nosotros somos sus humildes guardianes. No obstante, se trata de un trabajo caro. Por este motivo, y para poder ofrecer este recurso, hemos tomado medidas para evitar que se produzca un abuso por parte de terceros con fines comerciales, y hemos incluido restricciones técnicas sobre las solicitudes automatizadas.

Asimismo, le pedimos que:

+ *Haga un uso exclusivamente no comercial de estos archivos* Hemos diseñado la Búsqueda de libros de Google para el uso de particulares; como tal, le pedimos que utilice estos archivos con fines personales, y no comerciales.

+ *No envíe solicitudes automatizadas* Por favor, no envíe solicitudes automatizadas de ningún tipo al sistema de Google. Si está llevando a cabo una investigación sobre traducción automática, reconocimiento óptico de caracteres u otros campos para los que resulte útil disfrutar de acceso a una gran cantidad de texto, por favor, envíenos un mensaje. Fomentamos el uso de materiales de dominio público con estos propósitos y seguro que podremos ayudarle.

+ *Conserve la atribución* La filigrana de Google que verá en todos los archivos es fundamental para informar a los usuarios sobre este proyecto y ayudarles a encontrar materiales adicionales en la Búsqueda de libros de Google. Por favor, no la elimine.

+ *Manténgase siempre dentro de la legalidad* Sea cual sea el uso que haga de estos materiales, recuerde que es responsable de asegurarse de que todo lo que hace es legal. No dé por sentado que, por el hecho de que una obra se considere de dominio público para los usuarios de los Estados Unidos, lo será también para los usuarios de otros países. La legislación sobre derechos de autor varía de un país a otro, y no podemos facilitar información sobre si está permitido un uso específico de algún libro. Por favor, no suponga que la aparición de un libro en nuestro programa significa que se puede utilizar de igual manera en todo el mundo. La responsabilidad ante la infracción de los derechos de autor puede ser muy grave.

Acerca de la Búsqueda de libros de Google

El objetivo de Google consiste en organizar información procedente de todo el mundo y hacerla accesible y útil de forma universal. El programa de Búsqueda de libros de Google ayuda a los lectores a descubrir los libros de todo el mundo a la vez que ayuda a autores y editores a llegar a nuevas audiencias. Podrá realizar búsquedas en el texto completo de este libro en la web, en la página `http://books.google.com`

Over dit boek

Dit is een digitale kopie van een boek dat al generaties lang op bibliotheekplanken heeft gestaan, maar nu zorgvuldig is gescand door Google. Dat doen we omdat we alle boeken ter wereld online beschikbaar willen maken.

Dit boek is zo oud dat het auteursrecht erop is verlopen, zodat het boek nu deel uitmaakt van het publieke domein. Een boek dat tot het publieke domein behoort, is een boek dat nooit onder het auteursrecht is gevallen, of waarvan de wettelijke auteursrechttermijn is verlopen. Het kan per land verschillen of een boek tot het publieke domein behoort. Boeken in het publieke domein zijn een stem uit het verleden. Ze vormen een bron van geschiedenis, cultuur en kennis die anders moeilijk te verkrijgen zou zijn.

Aantekeningen, opmerkingen en andere kanttekeningen die in het origineel stonden, worden weergegeven in dit bestand, als herinnering aan de lange reis die het boek heeft gemaakt van uitgever naar bibliotheek, en uiteindelijk naar u.

Richtlijnen voor gebruik

Google werkt samen met bibliotheken om materiaal uit het publieke domein te digitaliseren, zodat het voor iedereen beschikbaar wordt. Boeken uit het publieke domein behoren toe aan het publiek; wij bewaren ze alleen. Dit is echter een kostbaar proces. Om deze dienst te kunnen blijven leveren, hebben we maatregelen genomen om misbruik door commerciële partijen te voorkomen, zoals het plaatsen van technische beperkingen op automatisch zoeken.

Verder vragen we u het volgende:

+ *Gebruik de bestanden alleen voor niet-commerciële doeleinden* We hebben Zoeken naar boeken met Google ontworpen voor gebruik door individuen. We vragen u deze bestanden alleen te gebruiken voor persoonlijke en niet-commerciële doeleinden.

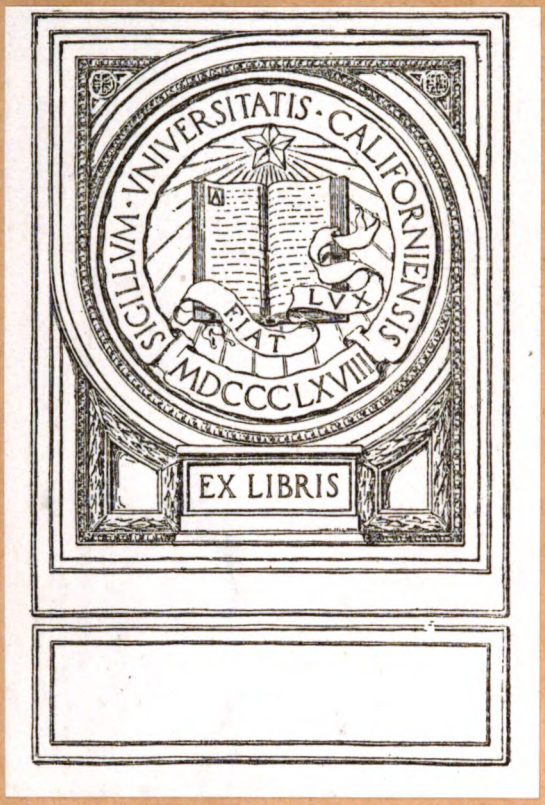
+ *Voer geen geautomatiseerde zoekopdrachten uit* Stuur geen geautomatiseerde zoekopdrachten naar het systeem van Google. Als u onderzoek doet naar computervertalingen, optische tekenherkenning of andere wetenschapsgebieden waarbij u toegang nodig heeft tot grote hoeveelheden tekst, kunt u contact met ons opnemen. We raden u aan hiervoor materiaal uit het publieke domein te gebruiken, en kunnen u misschien hiermee van dienst zijn.

+ *Laat de eigendomsverklaring staan* Het “watermerk” van Google dat u onder aan elk bestand ziet, dient om mensen informatie over het project te geven, en ze te helpen extra materiaal te vinden met Zoeken naar boeken met Google. Verwijder dit watermerk niet.

+ *Houd u aan de wet* Wat u ook doet, houd er rekening mee dat u er zelf verantwoordelijk voor bent dat alles wat u doet legaal is. U kunt er niet van uitgaan dat wanneer een werk beschikbaar lijkt te zijn voor het publieke domein in de Verenigde Staten, het ook publiek domein is voor gebruikers in andere landen. Of er nog auteursrecht op een boek rust, verschilt per land. We kunnen u niet vertellen wat u in uw geval met een bepaald boek mag doen. Neem niet zomaar aan dat u een boek overal ter wereld op allerlei manieren kunt gebruiken, wanneer het eenmaal in Zoeken naar boeken met Google staat. De wettelijke aansprakelijkheid voor auteursrechten is behoorlijk streng.

Informatie over Zoeken naar boeken met Google

Het doel van Google is om alle informatie wereldwijd toegankelijk en bruikbaar te maken. Zoeken naar boeken met Google helpt lezers boeken uit allerlei landen te ontdekken, en helpt auteurs en uitgevers om een nieuw leespubliek te bereiken. U kunt de volledige tekst van dit boek doorzoeken op het web via `http://books.google.com`



Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

UNIV. OF CALIFORNIA

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE:
A. D. FOKKER E. OOSTERHUIS, BALTH. VAN DER POL.

7e JAARGANG

1927

Digitized by Google

UNIV. OF
CALIFORNIA

QC1
P39
v.7

Digitized by Google

Register van Namen en Onderwerpen

7e Jaargang Physica, 1927.

Abbink, J. H., en *H. B. Dorgelo*, Argonspectrum in het uiterste ultraviolet 1
Spectrum van krypton en xenon in het uiterste ultraviolet 343

Alexander, J. W., Meten van capaciteiten en capaciteitsveranderingen 213

Alkaliboorfluoriden, brekingsindices 99

Ammoniak molecuulmodel 12

Argonspectrum in uiterste ultraviolet 1

Arkel, A. E. van, en *J. H. de Boer*, Electronenaffiniteiten en molecuulmodel van NH_3 . . 12
Molecuulmodellen voor verbindingen van het type XY_4 354

Blok L., en *W. de Groot*, Optisch aantoonen van ionen in gasontlading 315

Boer, J. H. de, Brekingsindices der alkaliboorfluoriden 99

Boer, J. H. de, en *A. E van Arkel*, Electronenaffiniteiten en molecuulmodel van NH_3 . 12
Molecuulmodellen voor verbindingen van het type XY_4 354

Bouman, J., Bewegingsvergelijkingen van Lagrange voor geladen deeltjes. 207

Bouman, J., en *W. F. de Jong*, Schoolproef over baan vallend voorwerp 201

Breedte van spectraallijnen, ware en schijnbare 149

Burger, H. C., en *P. H. van Cittert*, Ware en schijnbare breedte van spectraallijnen . . 149

Capaciteit, meting van, en capaciteitsverandering 213

Cittert, P. H. van, en *H. C. Burger*, Ware en schijnbare breedte van spectraallijnen 149

Clausing, P., Diffusie van thorium door wolfraam 193

Clausing, P., en G. Moubis, Electrische weerstand van titaan en zirkoon bij lage temperaturen 245

Congres, Natuur- en Geneeskundig, Programma 104
Onderwijsbespreking . . . 178
Bestuur voor 1929 . . . 376

Crommelin, C. A., Leidsche natuurkunde en instrumentmakerskunst in de 17de en 18de eeuw 162

Dawson, W. E., Bepaling van oriëntatie en structuur van kristallen met X-stralen 302

Diffusie, van koolstof door wolfraam 188
van thorium door wolfraam 193

Dorgelo, H. B., en *J. H. Abbink*, Argonspectrum in het uiterste ultraviolet 1
Spectrum van krypton en xenon in het uiterste ultraviolet 343

Dorgelo, H. B., Gasontladingsverschijnselen en vacuumspectroscopie 33

Dynamische variabelen voor twee deeltjes. 330

674923 Digitized by Google

Elektronenaffiniteiten 12

F*okker, A. D.*, Voortbeweging der slangen 65
Slangen en visschen . . . 120
Moderniseering natuurkundeonderwijs 183
Sabine's formule voor den nagalm 198
Ondulatietheorie van een deeltje 233
Een skelet voor het natuurkundeonderwijs 259
Dynamische variabelen voor twee deeltjes 330

Fresnel en zijn invloed op de moderne natuurkunde 289

Gasontladingsverschijnselen . . . 33

Glimontlading, hoogfrequente. . . 80

Groot, W. de, Een hefboomvraagstuk. 225

Groot, W. de, en *L. Blok*, Optisch aantoonen van ionen in gasontlading 315

Gulik, W. van, In memoriam . . 329

H*eel, A. C. S. van*, Bepalen van de kwaliteit van optische stelsels. 88

Hefboomvraagstuk 225

Instrumentmakerskunst 17de en 18de eeuw 162

Ionen in gasontlading optisch aangetoond 315

Ionisatie door metastabiele atomen 321

J*ong, W. F. de*, Belichtingsmethode voor kristalpoeder met Röntgenstralen. 23

Jong, W. F. de, en *H. W. V. Willems*, Verbindingen met pyrrhotientralie 74

Jong, W. F. de, en *J. Bouman*, Schoolproef over baan vallend voorwerp. 201

K*olkmeijer, N. H.*, Prof. dr. R. Sissingh 257

Kristaloriëntatiebepaling 302

Kristalpoeder belichtingsmethode. . 23

Kritische snelheid der relativiteitstheorie. 156

Kryptonspectrum in uiterste ultraviolet 343

L*eeuwen, H. J. van*, Voortbeweging der slangen . . . 119, 121

Leidsche natuurkunde in de 17de en 18e eeuw. 162

Lely, U. Ph., Demonstratieproef over middelpuntvliedende kracht 278

Lohuizen, T. van, Stofprobleem in het onderwijs 180

M*ark, J. van der*, en *Balth. van der Pol*, Proeven met trioden en relaxatietrillingen 116

Metastabiele atomen, ionisatie door 321

Milleriet, structuur van. 203

Minimumdeviatie bij prisma . . . 28

Molecuulmodel voor ammoniak . . 12
voor verbindingen van het type XY_4. 354

Molybdeen bij hooge temperaturen 71

Moubis, G. en *P. Clausing*, Electrische weerstand van titaan en zirkoon bij lage temperaturen. . 245

Nagalm, Sabine's formule. . . . 198

Natuurfilosofische denkbeelden van Whitehead 122

Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie 32, 376

Digitized by Google

Onderwijs, Minimumdeviatie bij prisma 28
Demonstratie brekingsindices alkaliboorfluoriden . . . 99
Demonstratie middelpuntvliedende krachten 278
Samenstelling Studiecommissie der Ned. Natk. Ver. 106
Stellingen der Studiecommissie ter congresbespreking 107
Verslag congresbespreking . 178
Proeven met trioden . . . 116
Schoolproef over baan vallend voorwerp 201
Hefboomvraagstuk. . . . 225
Skelet voor het natuurkundeonderwijs 259

Optische stelsels. kwaliteitsbepaling van. 88

Ondulatietheorie van een deeltje. . 233

***P**enning, F. M*, Hoogfrequente glimontlading 80
Ionisatie door metastabiele atomen. 321

Pol, Balth. van der, en *J. van der Mark*, Proeven met trioden en relaxatietrillingen 116

Prins, D. H., Natuurfilosofische denkbeelden van Whitehead 122
De kritische snelheid der relativiteitstheorie . . . 156

Pyrrhotientralie, verbindingen met 74

Quantiseering van het relativistische en niet-relativistische waterstofatoom. 272

***R**eindersma W.*, Doel van het onderwijs in de natuurkunde 179
Practisch werken 181

Relativiteitstheorie, kritische snelheid in de 156

Relaxatietrillingen. 116

Röntgenstralen, belichtingsmethode voor kristalpoeder . . . 23
Bepaling van oriëntatie en structuur van kristallen 302

Sabine's formule voor den nagalm 198

Sissingh, Prof. dr. R., door N. H. Kolkmeyer 257

Slangen, voortbeweging der. . 65, 119

Spectraallijnen, ware en schijnbare breedte. 149

Staring, A. J., Minimumdeviatie bij een prisma 28

Statistische entropie definitie . . . 109

Strutt, M. J. O., Rectificatie . . 32
Stabiliseering en labiliseering door trillingen 265

Titaan, electrische weerstand . . 245

Totale reflectie in een halven bol 50

Trillingen, stabiliseering en labiliseering door. 265

Tuyn, W., W. van Gulik † . . 329

Vacantiecursus over nieuwe atoomtheorieën 148, 256

Vacuumspectroscopie. 33

Waals (van der) fonds, werkzaamheden 1926—1927. 368

Waard, R. H. de, Boltzmann's statistische entropiedefinitie. . . 109

Wanders, A. J. M., Totale reflectie in een halven bol. 50

Waterstofatoom, quantiseering van het relativistische en niet-relativistische 272

Whitehead's natuurfilosofische denkbeelden 122

Digitized by Google

Willems, H. W. V., en *W. F. de Jong*, Verbindingen met pyrrhothientralie 74

Willems, H. W. V., Structuur van Milleriet 203

Wolfraam, Diffusie van koolstof door 188

Diffusie van thorium door 193

Xenonspectrum in uiterste ultraviolet 343

Zeeman, P., Augustin Fresnel en zijn invloed op de moderne natuurkunde 289

Zirkoon, electrische weerstand . . 245

Zwaan Kz., A., Quantiseering van het waterstofatoom 272

Zwikker, C., Eigenschappen van Molybdeen bij hooge temperaturen 71

Diffussie van kools'of door Wolfraam 188

BOEKBESPREKINGEN

E. N. da C. Andrade, The structure of the atom 144, 325

F. W. Aston, 7th Earl Grey Memorial Lecture 54

J. W. Boerman, Drs. M. Hellingman en *K. M. Knip*, Nieuw leerboek der Physica 256

Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde 375

Everh. Bouman, Leerboek der Natuurkunde, I 283

P. W. Bridgman, Collection of Thermodynamic Formulas 55

Walter Bruckman, Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde 375

O. D. Chwolson, Lehrbuch der Physik 253

Die Physik 1924—1926 370

Conseil Solvay de Chimie 251

R. Couffon, Transport de l'Electricité 186

J. A. Crowther, Ions, Electrons and Ionizing Radiations 59

Sir James Dewar, Collected Papers 326

Th. de Donder, Théorie des champs gravifiques 185

A. S. Eddington, The internal constitution of the Stars 283

B. G. Escher, De ontwikkeling van de aardkorst 282

J. Franck en *P. Jordan*, Anregung von Quantensprüngen durch Stösse . . 63

W. Gerlach, Materie, Elektrizität und Energie 282

A. Goetze, Physik und Technik des Hochvacuums 254

W. Guertler, Metallographie, Electrische und thermische Leitfähigkeit . . . 61

M. van Huaften, Reziprokentafel aller ganzen Zahlen 1—10000 57

Handbuch der Physik, XXIII. Quanten 30

IX. Theorien der Wärme 254

XI. Anwendung der Thermodynamik 143

XIV. Elektrizitätsbewegung in Gasen 287

I. Geschichte der Physik, Vorlesungstechnik 146

II. Elementare Einheiten und ihre Messung 255

XXIII. Elektronen, Atome, Moleküle 222

XVII. Elektrotechnik 252

Digitized by Google

Victor F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre 62
A. F. Holleman, Leerboek der organische chemie 374
F. Hund, Linienspektren und periodisches System. 371
J. H. Jeans, Dynamische Theorie der Gase. 187
H. Kayser, Tabelle der Hauptlinien der Linienspectra aller Elemente. . . . 60
F. Kohlrausch, Probleme der Gamma-Srahlung 371
S. B. Mc. Laren, Scientific Papers 31
M. v. Laue, La théorie de la Relativité, II 57
G. N. Lewis, Die Valenz und der Bau der Atome und Moleküle. 372
R. Mecke en *A. Lambertz*, Leitfaden der Experimentalphysik für Vorlesung und Unterricht 325
Ch. L. R. E. Menges, Nouvelles vues Faraday-Maxwelliennes. 59
H. A. J. Meyer, Beknopt leerboek der anorganische chemie. 187
E. E. Mogendorff, Natuurkunde III B, Electriciteit en Magnetisme 56
I, Tweede druk 327
M. Möller, Die Wellen, die Schwingungen und die Naturkräfte 60, 373
Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik II, 1, Strahlende Energie (Optik) . . 285
III, 1, Thermodynamik 281
I. Nauta, Natuurkunde. 374
De Natuur, Populair Maandblad 123
Oswald-Luther, Hand- und Hilfsbuch zur Ausführung physico-chemischer Messungen 145
H. Rose, Das Hafnium 188
A. Seitz, Joseph Fraunhofer und sein optisches Institut. 58
C. J. Smithells, Tungsten 224
Structure et activité chimique 251
P. Terpstra, Leerboek der geometrische kristallografie 373
S. P. Thompson, Höhere Mathematik und doch verständlich 102
J. S. Townsend, Motion of Electrons in Gases 147
J. H. van Vleck, Quantum principles and line spectra. 146
J. W. T. Walsh, Photometry 224
E. Warburg, Ueber Wärmeleitung und andere ausgleichende Vorgänge. . . 61
P. Weiss en *G. Foëx*, Le Magnétisme 142
P. M. de Wolf, De electronentheorie. 103

Digitized by Google

Digitized by Google

MAR 9 1927

7e JAARGANG 1927 NUMMER 1

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: DR. A. D. FOKKER - DR. E. OOSTERHUIS - DR. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: DR. H. C. BURGER - PROF. DR. J. CLAY - DR. C. A. CROMMELIN PROF. DR. P. EHRENFEST - PROF. DR. JHR. G. J. ELIAS - PROF. DR. E. VAN EVERDINGEN PROF. DR. M. DE HAAS - PROF. DR. W. J. DE HAAS - DR. J. J. HALLO - DR. G. HOLST PROF. DR. W. H. KEESOM - PROF. DR. H. A. KRAMERS - DR. T. VAN LOHUIZEN - PROF. DR. H. A. LORENTZ - DR. A. VAN MAANEN - DR. E. E. MOGENDORFF - DR. W. J. H. MOLL PROF. DR. L. S. ORNSTEIN - PROF. DR. R. SISSINGH - PROF. DR. J. D. VAN DER WAALS PROF. DR. P. ZEEMAN

PHILIPS

PLAATSPANNINGAPPARAAT

VERVANGT DE ANODEBATTERIJ

CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND

(5—10 WATT.)

PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—

PHILIPS — EINDHOVEN

Digitized by Google

INHOUD.

H. B. Dorgelo en J. H. Abbink, Het „roode" en „blauwe" argonspectrum in het uiterste ultraviolet 1

A. E. van Arkel en J. H. de Boer, Berekening van elektronenaffiniteiten en het molecuulmodel van ammoniak 12

W. F. de Jong, Een methode van belichting van kristalpoeder met Röntgenstralen 23

A. J. Staring, Minimum-deviatie bij een prisma 28

Boekbespreking 30

Mededeelingen 32

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8.50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049, Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Rotterdamsche Weg 119, Delft.

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

Digitized by Google

PHYSICA
NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG 1927 NUMMER 1

HET „ROODE" EN „BLAUWE" ARGONSPECTRUM IN HET UITERSTE ULTRAVIOLET

door H. B. DORGELO en J. H. ABBINK.

§ 1. *Inleiding.*

In een voorloopige mededeeling in „Die Naturwissenschaften" [1]) hebben we eenige resultaten van onderzoekingen van het argonspectrum in het uiterste ultraviolet gepubliceerd. Met behulp van de ook vroeger gebruikte vacuumspectrograaf [2]) hebben we deze onderzoekingen voortgezet, en zoowel het „roode" als het „blauwe" argonspectrum in het golflentegebied van 1800 Å tot 400 Å onderzocht. We zijn thans in staat, daarop uitvoeriger in te gaan.

§ 2. *Experimenteele gedeelte.*

De gebruikte vacuumspectrograaf hebben we voor ons doel zoodanig veranderd, dat òf de eene òf de andere helft van de spleet bedekt kon worden, zoodat het mogelijk was op één plaatje twee spectra onder elkaar op te nemen (b.v. het argonspectrum en daaronder een vergelijkingsspectrum van neon, helium of waterstof).

Om het gedrag der spectra bij verschillende opwekcondities te beoordeelen, hebben we gebruik gemaakt van de volgende ontladingsvormen:

1o. *Laagspanningsboog* (in tabel I als „Boog" aangegeven) [3]). Deze boog wordt voortgebracht tusschen de spleet van de spectrograaf als anode en een oxydkathode, die zich ca. 3 mm hiervoor bevindt.

2o. *Glimlicht* (in tabel I ook als „G" voorgesteld). Voor de spleet als anode is op ca. 3 mm afstand hiervan een kathode geplaatst, waarvoor bij één opname (no. 8 van tabel I) een koperen

1) H. B. Dorgelo en J. H. Abbink. Die Naturw 14, 755, 1926.
2) G. Hertz, Physica 5, 189, 1925; Z. f. Phys. 32, 933, 1925.
3) G. Hertz. l.c.

Digitized by Google

plaatje (loodrecht op de verbindingslijn tralie-spleet), in de overige gevallen een holle kathode (met een opening aan de spleetzijde) gebruikt is. [1]) Om spectraallijnen, welke eventueel bij verstuiving der kathode (die bij sommige opnamen van koper, bij andere van nikkel gemaakt is) zouden ontstaan, te kunnen uitsluiten, zijn er op één plaatje (no. 6 van tabel I) twee spectra opgenomen, respectievelijk met een koperen en een nikkelen holle kathode, doch overigens onder precies dezelfde omstandigheden; er was echter geen verschil in de spectra te bespeuren.

3o. *Positieve zuil* (in tabel I als „Zuil" of „Z" aangegeven). In 't verlengde van de verbindingslijn tralie-spleet is een glazen buisje van ca. 250 mm lengte en 2,5 mm inwendige middellijn aangebracht, dat aan de spleetzijde open is (op een afstand van ca. 3 mm van de spleet) en aan de andere zijde een electrode heeft. Tusschen deze electrode (kathode) en de spleet, die weer als anode dienst doet, wordt een zuil tot stand gebracht.

4o. *Condensatorontlading* (in tabel I als „Condensator" of „C" aangegeven). Een condensator van 0,3 μF, die voortdurend wordt opgeladen (door middel van gelijkgerichte spanning van een hoogspanningstransformator), kan zich periodiek ontladen over de onder 3o beschreven zuil, die in serie staat met een vonkbrug. Hierbij is de afstand van de beide bollen instelbaar, waardoor de maximale spanning van den condensator, dus ook de stroomsterkte van de ontlading, regelbaar is. Bij één opname (no. 29 van tabel I) bedroeg deze afstand ca. 3 mm, bij de overige opnamen 1 mm.

§ 3. Resultaten.

De resultaten onzer onderzoekingen zijn voor 't grootste gedeelte samengevat in tabel I, waarin de golflengten en de geschatte intensiteiten van de in 't golflengtegebied 1800 Å tot 400 Å gevonden argonlijnen van een 50-tal plaatjes zijn weergegeven. De eerste 36 zijn opgenomen met zuiver argon (tabel I A), de overige met een mengsel van neon of helium met weinig argon (tabel I B; het percentage argon is in de tabel voor elke opname aangeven). De tabel (zoowel I A als I B) is ingedeeld naar de verschillende bovenbeschreven ontladingsvormen. Enkele plaatjes vertoonen twee spectra, die met verschillende ontladingsvormen zijn opgenomen (no. 27, 28, 36 en 45); bovendien zijn op verschillende plaatjes vergelijkingsspectra van andere gassen opgenomen,

[1]) Enkele opnamen werden gemaakt met een holle kathode volgens H. Schüler, Z. f. Phys. 35 323, 1926.

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

ondensator				C
32	33	34	35	
0,75	1,5	0,2	0,12	C
4000 ontl.	8000 ontl.	3000 ontl.	10000 ontl.	200 ont

↕	3 6	2 3	1 2	? ?
30	25	15	12	
35	30	20	15	
—		—	—	—
20		15	12	
20		15	12	
—		—	—	—
20		15	12	
20		15	12	
—		—	—	—
20		15	12	
20		15	12	
—		—	—	—
—		—	—	—
8		2	3	—
6		2	3	—
—		—	—	—
3		0	2	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		—	—	—
—		4	8	↑
—		2	6	
—		1	4	
—		0	3	
—		1	3	
—		0	1	
—		—	4	
—		?	4	
—		?	4	
—		0	3	
—		—	2	
—	↓	0	3	↓

behoorend)

Digitized by Google

Digitized by Google

om die lijnen te elimineeren, die niet tot argon behooren, maar aan verontreinigingen moeten worden toegeschreven: neon-glimlicht (no. 7), neon-zuil (no. 18, 19, 20 en 21), neon-condensator (no. 29, 31 en 33), helium-glimlicht (no. 47 en 48), waterstof-zuil (no. 14 en 24).

Behalve de ontladingsvormen, waarvan gebruik gemaakt werd en de nummers der verschillende plaatjes, hebben we in de tabel voor elk plaatje den druk aangegeven, waarmee de druk in de ontladingsruimte bedoeld wordt. Doordat het gas achter de spleet door verschillende circulatiepompen wordt afgepompt, om opnieuw in de ontladingsruimte voor de spleet te worden toegelaten, heerscht hier een druk, die ca. 20 à 25 maal zoogroot is als in de spectrograaf zelf. Een uitzondering hierop maken de plaatjes 3, 4 en 5, waar de lage druk ongeveer de helft van den hoogen druk bedraagt.

We hebben verder den ontladingsstroom en den belichtingstijd aangegeven, terwijl bij de condensatorontlading hiervoor in de plaats het aantal ontladingen gegeven is.

Verder vindt men in de tabel (zoowel bij I A als bij I B) links twee kolommen met de golflengten der gevonden spectraallijnen respectievelijk van het „roode" en „blauwe" argonspectrum, terwijl rechts de (visueel geschatte) intensiteiten der op de verschillende plaatjes voorkomende argonlijnen zijn aangegeven. (Wat vet gedrukt is, behoort bij het „roode" spectrum). Met pijlen is aangegeven, welk golflengtegebied buiten de grenzen van het plaatje valt.

Zooals men bij verschillende voorbeelden ziet, wordt de intensiteit van de op de plaatjes voorkomende lijnen niet steeds grooter bij toenemenden belichtingstijd, hetgeen verschillende oorzaken kan hebben:

1o hangt de intensiteit af van de juiste plaats, waar de ontlading gedurende de belichting stond;

2o kwam het bij glimlicht dikwijls voor, dat door verstuiving van het kathodemateriaal de spleetbreedte langzamerhand kleiner werd, waaarom het dan ook noodig was, de spleet van tijd tot tijd schoon te maken;

3o speelt de ontwikkeling der plaatjes een voorname rol.

Wij hebben besloten, deze tabel zoo uitvoerig weer te geven, daar sedert het verschijnen van onze voorloopige mededeeling in „Die Naturwissenschaften" over het argonspectrum in het uiterste ultraviolet ook eenige gegevens betreffende dit spectrum door

Digitized by Google

F. A. Saunders [1]) gepubliceerd zijn. Merkwaardig is het, dat deze gegevens zeer slecht met de onze overeenkomen. Uit onze tabel kan men zeer gemakkelijk het gedrag der verschillende lijnen nagaan, en met behulp van dit materiaal is het mogelijk, ondubbelzinnig de lijnen van het „roode" spectrum van die van het „blauwe" te onderscheiden. Bij de discussie van onze resultaten komen we hierop nader terug.

§ 4. Discussie.

A. Het „roode" argonspectrum.

Zooals men uit tabel I kan zien, vonden we behalve de reeds door Th. Lyman en F. A. Saunders [2]) en G. Hertz en J. H. Abbink [3]) gevonden resonantielijnen 1066,72 en 1048,28 Å nog verschillende lijnen met kortere golflengte. Deze lijnen correspondeeren met overgangen van het electron van hoogere *s*- en *d*- termen (gekarakteriseerd door inwendige quantengetallen $J = \frac{3}{2}$) naar het grondniveau ($J = \frac{1}{2}$).

We geven hier nog eens een tabel (II) met de sterkste in 't ultraviolet gevonden lijnen van het „roode" argonspectrum. Naast de golflengten hebben we de hieruit berekende aanslagspanningen in Volts aangegeven.

Uit de golflengten der beide resonantielijnen en de frequentieverschillen [4]) der $1s_5$-, $1s_4$-, $1s_3$- en $1s_2$-niveaux berekent men als aanslagspanning van deze 1*s*-niveaux respectievelijk 11,49, 11,57, 11,67 en 11,78 Volt, dus in uitstekende overeenstemming met de door G. Hertz en R. K. Kloppers [5]) gevonden eerste aanslagspanning van 11,5 Volt.

De tweede door Hertz en Kloppers bepaalde aanslagspanning van 13,0 Volt komt overeen met de uit de golflengten der resonantielijnen en die der $1s - 2p$-lijnen berekende waarden der aanslagspanningen van 12,85 tot 13,42 Volt der $2p$-niveaux.

Uit de aanwezigheid van de groep lijnen 894,31 tot 866,84 Å volgt, dat nog een groep van *d*- en *s*-termen tusschen de $2p$- en $3p$-niveaux moet liggen. De berekende aanslagspanningen van deze lijnen komen overeen met de derde door Hertz en Kloppers gegeven waarde van 13,9 Volt. De overgangen tusschen deze *d*-(*s*)-termen en de $2p$-termen moeten correspondeeren met een

1) F. A. Saunders, Proc. Nat. Ac. of Sc. **12**, 556–560, 1926.
2) Th. Lyman en F. A. Saunders, Nature **116**, 358, 1925.
3) G. Hertz en J. H. Abbink, Naturw. **14**, 648, 1926.
4) Met frequentie wordt hier en in 't vervolg „Wellenzahl" bedoeld.
5) G. Hertz en R. K. Kloppers, Z.f. Phys. **31**, 463, 1925.

Digitized by Google

groep lijnen in 't ultrarood, die nog niet bekend is. We hebben getracht deze lijnen met behulp van gesensibiliseerde platen fotografisch op te nemen, hetgeen ons echter niet gelukt is, daar de lijnen te ver in 't ultrarood liggen.

De aanslagspanningen der 1s — 3*p*-lijnen (een sterke groep lijnen in 't violet van 4702 tot ca. 3947 Å) liggen tusschen 14,40 en 14,67 Volt. Zooals de Heer G. Hertz ons persoonlijk meedeelde, is het hem reeds vroeger opgevallen, dat de genoemde violette lijnen in een opwekbuis van Hertz pas merkbaar werden bij aanslagspanningen grooter dan 13,9 Volt. We zien nu, dat dit in volkomen overeerstemming is met onze resultaten. De aanslagspanning 13,9 Volt geldt niet voor het aanslaan der 3*p*-niveaux, doch voor dieper liggende *d*- en *s*-niveaux.

TABEL II.

De sterkste „roode" argonlijnen

Golflengte (in Å)	Berekende aanslagspanning (in V)
1066,72	11,57
1048,28	11,78
894,31	13,80
879,97	14,03
876,10	14,09
869,75	14,20
866,84	14,24
842,79	14,65
834,98	14,79
834,42	14,80
826,34	14,94
825,36	14,96
820,12	15,05
816,27	15,12

In aansluiting aan voorafgaand werk van Rydberg [1]), Paulson [2]) en Meggers [3]) en aan absorptieonderzoekingen door aangeslagen argon [4]) is K. W. Meissner [5]) er in geslaagd, het gecompliceerde „roode" argonspectrum uitvoerig te analyseeren.

Daar men de golflengten der resonantielijnen en de frequentieverschillen der $1s_5$-, $1s_4$-, $1s_3$- en $1s_2$-niveaux kent, kan men met behulp van deze gegevens en van de resultaten van Meissner's analyse van het sprectrum de golflengten berekenen van die lijnen, welke in het uiterste ultraviolet te verwachten zijn In tabel III vindt men in de eerste kolom de volgens deze analyse te verwachten lijnen. De Heer Meissner was zoo vriendelijk, ons deze gegevens te verschaffen door toezending der drukproeven van zijn artikel in het Zeitschr. für Physik „Die Serien des Argonspectrums II".

Zooals men ziet, kloppen de golflengten der waargenomen lijnen binnen de meetnauwkeurigheid (0,1 Å) met die van de te verwachten lijnen.

1) J. R Rydberg Astr. Journ. 6, 338, 1897.
2) E. Paulson, Phys. ZS. 15, 831, 1914
3) W. F. Meggers, Phys. Rev. 18, 160, 1921.
4) K. W. Meissner, Phys. ZS. 19, 686, 1925.
5) K. W. Meissner, Z. f. Phys. 37, 238, 1926; id. 39, 171, 1926.

Digitized by Google

TABEL III.

Te verwachten en gevonden „roode" argonlijnen.

Golflengte (in Å) van de in het uiterste ultraviolet te verwachten lijnen (volgens de analyse van het spectrum door Meissner)	Golflengte (in Å) van de gevonden lijnen	Combinatie
	1066,72	$1p_0 - 1s_4$
	1048,28	$1p_0 - 1s_2$
	894,31	$1p_0 - 3d_5$
	879,97	$1p_0 - 2s_4$
	876,10	$1p_0 - 3d_2$
	869,75	$1p_0 - 2s_2$
	866,84	$1p_0 - 3s_1'$
842,86	842,79	$1p_0 - 4d_5$
835,05	834,98	$1p_0 - 3s_4$
834,44	834,42	$1p_0 - 4d_2$
829,23	[1] 829,13	$1p_0 - 4s_1''$
826,42	826,34	$1p_0 - 4s_1'$
825,40	825,36	$1p_0 - 3s_2$
820,17	820,12	$1p_0 - 5d_5$
816,28	816,27	$1p_0 - 5d_2$
809,98	809,95	$1p_0 - 6d_5$
	[2] 808,82	
807,75	807,65	$1p_0 - 5s_1'$
807,27	[1] 807,23	$1p_0 - \begin{cases} 5s_4 \\ 4s_2 \end{cases}$
806,92	[1] 806,86	$1p_0 - 6d_2$
	806,46	
	[2] 803,80	
	[2] 802,95	
	801,33	
	797,63	

Zooals we reeds opmerkten, is sedert de publicatie van onze voorloopige mededeeling in „Die Naturwissenschaften" een artikel van F. A. Saunders in de Proc. Nat. Ac. of Sc. verschenen, waarin ook een lijst gepubliceerd werd met 19 lijnen, welke tot argon zouden behooren. Deze lijnen zijn in tabel IV weergegeven.

Wanneer men deze tabel IV vergelijkt met tabel I, dan ziet men, dat ze, voor zoover het het „roode" argonspectrum betreft, slechts de resonantielijnen met elkaar gemeen hebben.

Zooals men bij de discussie van het blauwe spectrum zal zien, moeten de lijnen 932,09; 919,80; 887,43; 883,20; 875.54 en 871,10 Å van tabel IV *niet aan het „roode", doch aan het „blauwe" spectrum toegeschreven worden.* De overige lijnen kwamen op onze opnamen niet voor, of konden met behulp van

[1] Deze lijnen waren slechts uiterst zwak op één opname (no. 16 van tabel I) te zien.

[2] Het is niet geheel zeker, dat deze lijnen tot argon behooren.

Digitized by Google

TABEL IV.

De „roode" argonlijnen volgens F. A. Saunders.

Golflengte (in Å)	Intensiteit
1066,70	9
1048,26	10
946,95	2
941,39	2
932,09	4
931,43	1 — ?
920,43	1 — ?
919,80	5
919,17	1 — ?
918,70	1 + ?
908,48	1 — ?
900,18	1 — ?
887,43	2
883,20	1 +
875,54	1
871,10	1
863,64	1
850,64	1 —
848,71	1

waterstofvergelijkingsspectra aan waterstof toegeschreven worden.

De heer Saunders was zoo goed, ons eenige reproducties van zijn opnamen van het argonspectrum in het uiterste ultraviolet te sturen. De door ons gegeven lijnen van het „roode" spectrum komen op deze opnamen ook voor en de door Saunders gemeten golflengten hiervan kloppen heel goed met de onze. Saunders meende echter deze lijnen niet aan het boogspectrum van argon te mogen toeschrijven, daar ze in een mengsel van neon met weinig argon veel sterker waren in verhouding tot de resonantielijnen dan in zuiver argon. Wij gelooven, dat deze verandering in energieverdeeling voor 't grootste gedeelte te wijten is aan de aanwezigheid van de metastabiele toestanden der neonatomen. Ook in een mengsel van helium met weinig neon treden die neonlijnen, welke correspondeeren met overgangen uit hoogere niveaux, relatief sterker op dan in zuiver neon.

B. Het „blauwe" argonspectrum.

Behalve het reeds besproken „roode" argonspectrum hebben wij in het onderzochte gebied verscheiden lijnen van het „blauwe" spectrum gevonden. De golflengten der betreffende lijnen vindt men in de tweede kolom van tabel I (I A en I B). Hiervan bespreken we eerst de twee lijnen 932,06 en 919,79 Å. Zooals men uit tabel I kan zien, treden deze ook in de zuilontlading op, doch relatief zwak in verhouding tot de resonantielijnen van het atoomspectrum, en wel des te zwakker, naarmate de argondruk in de ontladingsruimte grooter is. In een glimontlading treden ze relatief veel sterker op, zooals tabel I duidelijk laat zien Deze beide lijnen zijn door F. A. Saunders [1]) geïnterpreteerd als combinaties tusschen

[1]) F. A. Saunders, l.c.

Digitized by Google

twee $2p$-niveaux en het grondniveau ($1p$-niveau), dus als overgangen, die niet alleen met den k-, maar ook met den j-„selectieregel" in strijd zouden zijn. Saunders meent analoge lijnengroepen in neon gevonden te hebben. Uit onze tabel I blijkt echter duidelijk, dat de beide lijnen 932,06 en 919,79 Å niet tot het „roode" spectrum behooren. Het duidelijkst ziet men dit, wanneer men een opname met condensatorontlading vergelijkt met een zuilopname (b.v. plaatjes 33 en 36). Men ziet, dat deze lijnen bij condensatorontladingen, waar bijna uitsluitend het „blauwe" spectrum optreedt, zeer sterk zijn. [1]) Het frequentieverschil der genoemde lijnen 932,06 en 919,79 Å is volgens onze metingen $\triangle \nu = 1431$ cm^{-1}, volgens de gegevens van Saunders 1433 cm^{-1}. Nu is het door Meissner [2]) gevonden verschil van de seriegrenzen van het argonspectrum gelijk aan 1423,2 cm^{-1}.

Het is niet onwaarschijnlijk, dat het doublet 932,06 en 919,79 Å het gronddoublet van het argonion is. Onze metingen gaven echter systematisch voor het frequentieverschil een waarde, die iets grooter was dan 1423,2 cm^{-1}, n.l. 1431 cm^{-1} (gemiddelde van veel metingen op verschillende plaatjes).

Verder vindt men in het glimlicht in het golflengtegebied der „roode" lijnen 894,31 tot 866,84 Å een groep lijnen van het „blauwe" spectrum (887,45, 883,22, 879,62, 878,78, 875,56 en 871,11 Å). Dat deze lijnen niet tot het „roode" argonspectrum behoorden, viel ons reeds dadelijk op bij de eerste glimlichtopnamen. De vorm van de „roode" lijnen was heel anders dan die der „blauwe", bijv. waren de eerste boven sterk en onder zwakker, terwijl de laatste omgekeerd onder sterk en boven zwak waren. Uit tabel I ziet men duidelijk, dat het mogelijk was, in dit golflengtegebied met behulp van condensatorontladingen slechts de „blauwe" lijnen te verkrijgen (zie plaatjes 29 tot 36, 44 en 45).

Daar het A^+-spectrum analoog moet zijn met het boogspectrum van de halogenen, kan men volgens de theorie van Hund [3]) behalve den grondterm ^2P nog $^2P'$-, ^4P-, ^2D-, ^2P- en ^2S-termen als „diepe" termen verwachten. De lijnen der groep 887,45 tot 871,11 Å vertoonen niet het voor den grondterm van het argonion karakteristieke frequentieverschil. Ze zijn waarschijnlijk combinaties met een of meer van bovengenoemde „diepe" termen. Voor men

1) F. A. Saunders geeft ook nog een lijn 941,39 Å, die echter op onze opnamen niet te vinden is.
2) K. W. Meissner, Z. f. Phys. 39, 176, 1926.
3) F. Hund, Z. f. Phys. 33, 345, 1925.

Digitized by Google

echter iets nauwkeurigs hierover kan zeggen, heeft men de nu nog geheel ontbrekende analyse van het zichtbare A^+-spectrum noodig.

Op enkele opnamen vonden we nog de lijnen 850,71, 843,75 en 840,01 Å. We zijn er niet heelemaal zeker van, of deze lijnen tot argon behooren, ofschoon het ons toch ook niet mogelijk was, ze met behulp van vergelijkingsspectra als lijnen van een of andere verontreiniging te identificeeren.

Wanneer men tabel I A met I B vergelijkt, ziet men heel duidelijk, dat zoowel in een mengsel van neon met weinig argon als in een mengsel van helium met weinig argon verschillende groepen van lijnen optreden, die op plaatjes 1 tot 33 en 36 in zuiver argon niet gevonden werden, n.l. de groepen 769,12 tot 718,05 Å en 679,37 tot 661,84 Å. In 't begin verwonderde het ons zeer, dat deze lijnen slechts in een mengsel van neon of helium en argon optraden en we in zuiver argon deze groepen zelfs met condensatorontlading (bijv plaatje 32) niet vonden. Wij meenden daarom eerst, dat we met eigenaardige lijnengroepen te doen hadden, die slechts optraden bij botsingen van metastabiele neon- (respectievelijk helium-) atomen met metastabiele argonatomen of met argonionen.

De zaak is echter veel eenvoudiger. De straling der lijnen 769,12 tot 718,05 Å en 679,37 tot 661,84 Å van het „blauwe" spectrum ligt in het continuë absorptiegebied van de normale argonatomen. Ofschoon we glimlichtopnamen met zeer verschillende drukken gemaakt hebben, was bij onze opnamen 1 tot 33 en 36 de argondruk nog te groot, zoodat de straling van het „blauwe" spectrum met golflengten kleiner dan ca. 780 Å (de grens van het „roode" spectrum) geabsorbeerd werd door de normale argonatomen in de spectrograaf [1]). Bij glimlicht konden we den druk niet kleiner dan 0,65 mm maken, daar anders de doorslagspanning grooter werd dan de gebruikte spanning van 2000 Volt. Bij gebruik van condensatorontladingen (spanningen tot 35000 Volt) was het echter mogelijk, veel lagere drukken te kiezen, en inderdaad vonden we op twee opnamen (no. 34 en 35 van tabel I) bij dezen ontladingsvorm en bij een druk van 0,2 resp. 0,12 mm in de ontladingsruimte (0.008 resp. 0,005 mm aan de lage-drukzijde van de spectrograaf) ook in zuiver argon de genoemde lijnengroepen

1) We zijn Prof. Ehrenfest erkentelijk voor een opmerking in deze richting.

Digitized by Google

(769,12 tot 718,05 Å en 679,37 tot 661,84 Å). Het is nu ook duidelijk, waarom wij deze groepen in glimlicht alleen vonden in een mengsel van neon of helium en slechts enkele procenten argon. De partieele druk van het argon was in dit geval zoo klein, dat nog niet alle straling der genoemde lijnen geabsorbeerd werd.

Merkwaardig is in dit opzicht ook, dat wij op één opname (no. 50 van tabel I) in een mengsel van zuiver helium (dus zonder neon) met 2% argon weer een groep van lijnen met nog kortere golflengten dan de bovengenoemde vonden, die voorheen in een mengsel neon-argon of helium-argon (hierbij was het helium niet geheel vrij van neon) niet gevonden was, waarschijnlijk omdat ze in het continuë absorptiegebied der normale neonatomen ligt. De golflengten dezer lijnen, die niet in tabel I zijn opgenomen bedragen 576,68, 573,29, 571,89, 560,13, 556,70, 547,29, 543,13, 536,94, 524,59, 522,63 en 519,20 Å; we zijn er echter niet heel zeker van, of deze alle tot het „blauwe" argonspectrum behooren.

Ook in het golflengtegebied van 1100 tot 1800 Å hebben we verschillende opnamen gemaakt met de verschillende ontladingsvormen. Lyman geeft in zijn boek „The Spectrocopy of the extreme Ultra-violet" op blz. 115 eenige lijnen van het „blauwe" argonspectrum in dit golflengtegebied. De meeste door hem gegeven lijnen kwamen op onze opnamen niet voor. Slechts de groep 1669,7, 1673.5 en 1675,6 Å was op een onzer opnamen (met condensatorontlading) duidelijk aanwezig. Wij gelooven echter niet, dat deze tot argon behoort.

Samenhang met gemeten aanslagspanningen van het „blauwe" argonspectrum.

Als aanslagspanning der beide lijnen 932,06 en 919,79 Å berekent men resp. 13,24 en 13,40 Volt.

Uit de termwaarden van het „roode" spectrum vindt men volgens Meissner als ionisatiespanning van argon 15,69 Volt. Wanneer dus de lijnen 932,06 en 919,79 Å tot het argonionspectrum behooren, kunnen ze in één stoot uit den grondtoestand van het argonatoom aangeslagen worden met een electronensnelheid van 15,69 Volt + + 13,40 Volt = 29,09 Volt. Deze aanslagspanning komt in de literatuur niet voor, waarschijnlijk omdat de correspondeerende straling ver in het uiterste ultraviolet ligt en geen zichtbare straling met deze aanslagspanning correspondeert.

Digitized by Google

Zooals uit tabel V blijkt, vertoonen de frequenties van de lijnen 817,45 tot 871,11 Å niet het karakteristieke verschil van ca. 1423 cm^{-1} (het frequentieverschil der seriegrenzen van het atoom). Wel vindt men weer het verschil van ca. 1431 cm^{-1} tusschen de frequenties van sommige lijnen der groep 769,12 tot 718,05 Å. Deze correspondeeren derhalve waarschijnlijk ook met combinaties met het tweevoudig grondniveau van het argonion. Voor deze lijnen zou men dan als aanslagspanning vanuit den grondtoestand van het ion 17,1 Volt vinden en vanuit den grondtoestand van het argonatoom 15,69 Volt + 17,1 Volt = 32,79 Volt.

F. L. Mohler[1]) vindt als kritische spanningen (achter de waarden geven we Mohler's interpretatie van deze spanningen):

a. 32,2 ± 0,2 Volt (aanslagspanning vonklijnen).

b. 34,8 ± 0,5 Volt (ionisatiespanning A^{++}).

c. 39,6 ± 0,5 Volt (arbeid, noodig om een 3_1-electron vrij te maken).

TABEL V.

De „blauwe" argonlijnen.

Golflengte (in Å)	Frequentie (in cm^{-1})	Frequentieverschil (in cm^{-1})
932,06	107289	
		1431
919,79	108720	
887,45	112682	
		540 1003 1112
883,22	113222	
		463
879,62	113685	
		109
878,78	113794	
		419 1002 1111
875,56	114213	
		583
871,11	114796	
769,12	130019	
		5074
740,23	135093	
		1723
730,91	136816	
		1014 1430
725,53	137830	
		416
723,35	138246	
		1020 1436
718,05	139266	
679,37	147195	343
[2]) 677,79	147538	351
[2]) 676,18	147889	746
[2]) 672,79	148635	217
671,81	148852	195
670,93	149047	1110
665,97	150157	332
664,50	150489	605
661,84	151094	
576,68	173406	1026
573,29	174432	427
571,89	174859	3671
560,3	178530	1100
556,70	179630	3088
547,29	182718	1400
543,13	184118	2123
536,94	186241	4384
524,59	190625	715
522,63	191340	1264
519,20	192604	

[1]) F. L. Mohler, Science 63, 405, 1926.

[2]) Deze lijnen zijn in tabel I niet aangegeven en komen slechts zwak op plaatje 50 voor; het is niet zeker, dat deze tot argon behooren.

Digitized by Google

Onderzoekingen van Déjardin [1]) gaven als kritische spanning 34,8 ± 0,5 Volt, terwijl in een artikel van Holst en Oosterhuis [2]) vermeld wordt, dat door G. Hertz in een argon-laagspanningsboog reeds bij ongeveer 16 Volt spanning op de boog de lijnen van het „blauwe" spectrum geconstateerd werden (waarbij door het meten der topspanning op den boog vastgesteld werd, dat er geen trillingen optraden) [3]), (zie ook Horton en Davies) [4]).

Van deze spanningen klopt de eerste door Mohler gegeven waarde het beste met de door ons uit het spectrum gevonden waarde van 32,8 Volt.

Door toepassing van de methode van Smyth (door de e/m van de ionen te bepalen) vond Barton [5]) als ionisatiespanning van het A^{++} 45,3 ± 1,5 Volt.

Op verdere speculaties over mogelijke interpretaties der gevonden kritische spanningen en lijnen willen wij niet ingaan. Daarvoor zijn nog verdere onderzoekingen, in 't bijzonder een grondige analyse van het „blauwe" argonspectrum, noodig.

Eindhoven, Januari 1927

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1) G. Déjardin. Ann. de Phys. 11, 241—327, 1924.
2) G. Holst en E. Oosterhuis. Physica 4, 42, 1924.
3) Door F. M. Penning werden in een argon laagspanningsboog met spiraalvormige kathode reeds „blauwe" lijnen binnen in de spiraal waargenomen bij een spanning van 5,8 Volts op den boog.
4) F. Horton en A. C. Davies Proc. Roy. Soc. London 102 A, 131, 1922.
5) H. A. Barton. Phys. Rev. 25, 469, 1925.

BEREKENING VAN ELEKTRONENAFFINITEITEN EN HET MOLECUULMODEL VAN AMMONIAK

door A. E. VAN ARKEL en J. H. DE BOER.

Bij de berekening van roosterenergieën van zoutroosters en de ionisatie-energie van heteropolaire verbindingen uit experimenteele gegevens is noodzakelijk de kennis van de ionisatie-energie van de positieve ionen vormende elementen eenerzijds en de energie, noodig voor de vorming der negatieve ionen uit atomen en elektronen anderzijds. Terwijl nu de ionisatie-energie voor vele metalen uit spectroscopische gegevens met groote nauwkeurigheid bekend is, is dit niet het geval met de z.g. elektronenaffiniteit van

Digitized by Google

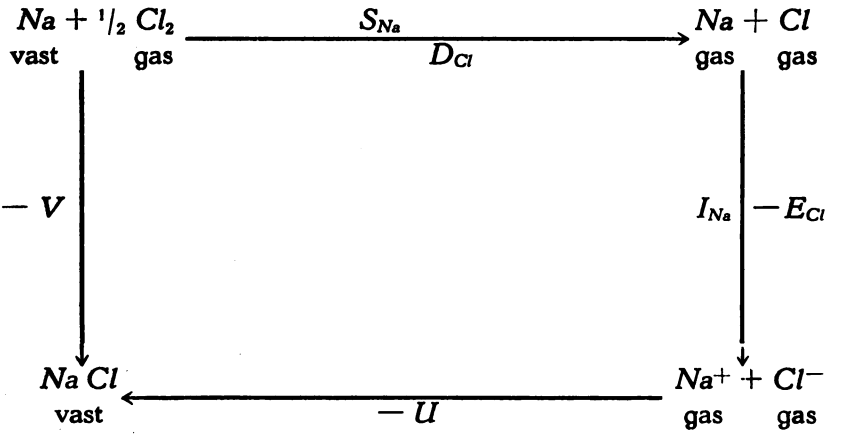
de negatieve ionen vormende atomen. Enkele waarden van elektronenaffiniteiten, welke in sommige gevallen ter berekening van molekuulmodellen gebruikt zijn, maken een zeer onwaarschijnlijke indruk. Zoo neemt Hund [1]) bij de berekening van het ammoniakmodel aan, dat de energie, noodig om het stikstofatoom drie elektronen te doen opnemen, van de orde 0 Volt is. Deze opvatting is gebaseerd op een opmerking van H. D. Smyth, die waarneemt, dat de elektronenaffiniteit van het stikstofatoom geen merkbare positieve waarde heeft, dus hoogstens 0 Volt bedraagt. Dit wil echter zeggen, dat bij het opbrengen van het eerste elektron geen arbeid wordt gewonnen, hetgeen verder met zich meebrengt, dat voor het opbrengen van het tweede elektron een energie noodig zal zijn van dezelfde grootteorde, als de arbeid die noodig is om van een neutraal atoom een elektron te onttrekken, m.a.w. de ionisatie-energie voor een eerste elektron, welke zooals we weten in de eerste rij van het periodiek systeem 6 tot 12 Volt bedraagt. Voor het toevoegen van het derde elektron aan het reeds tweemaal negatieve stikstofion is een arbeid noodig, in grootteorde overeenstemmende met een ionisatie-energie voor een tweede elektron, welke laatste grootheid voor borium en koolstof ongeveer 24 Volt bedraagt. Indien dus werkelijk het opbrengen van het eerste elektron geen energiewinst of verlies met zich brengt, moet de energie, noodig om aan het stikstofatoom drie elektronen toe te voegen van de orde 30 Volt zijn. Deze schatting was voor ons de aanleiding om ook de andere elektronenaffiniteiten, waarvoor in de literatuur waarden worden opgegeven, opnieuw te berekenen.

De elektronenaffiniteit van een elektronegatief atoom kan men met behulp van een kringproces berekenen, wanneer men de roosterenergie van het beschouwde zout, d.w.z. de energie, welke gewonnen wordt bij de samentreding van de gasvormig gedachte ionen tot het kristalrooster, door berekening vinden kan en verder ook de vormingswarmte en enkele andere thermochemische grootheden kent. Een dergelijk kringproces voor keukenzout kan men door onderstaand schema weergeven.

We denken ons daarbij eenerzijds uit te gaan van vast natrium en gasvormig chloor (Cl_2), waaruit rechtstreeks vast keukenzout wordt gemaakt, waarbij men de zoogenaamde vormingswaarde V wint. In het kringproces hebben we gewonnen energiebedragen

[1]) F. Hund. Zeitschr. f. Phys. 31, 81 (1925).

Digitized by Google



met een negatief teeken voorzien De vorming van $Na\,Cl$ kunnen we ons ook langs een omweg denken, waarbij we eerst natrium in dampvorm overvoeren, waarvoor de sublimatieenergie S_{Na} noodig is, vervolgens deze natriumatomen ioniseeren, dat ons de ionisatie-energie I_{Na} kost. Tegelijkertijd denken we ons de chloormoleculen eerst gesplitst in atomen, waarvoor de arbeid D_{Cl} per atoom noodig is, waarna we aan de chlooratomen een elektron toevoegen, waarbij de arbeid E_{Cl}, de elektronenaffiniteit, gewonnen wordt. Bij de samentreding van de aldus verkregen ionen Na^+ en Cl^- tot het rooster $Na\,Cl$ winnen we tenslotte de roosterenergie U.

Nu zijn slechts bij weinig verbindingen alle aldus benoodigde grootheden met voldoende zekerheid bekend. Dit is b v. het geval voor de natrium- en kaliumhalogeniden, behalve bij de fluoriden, waar alleen D_F niet bekend is. Daar echter in dergelijke kringprocessen de grootheden D en E per atoom altijd samen voorkomen, zullen we eerst de grootheid $D - E$ voor de halogenen berekenen Uit het kringproces zien we, dat $D - E$ gevonden wordt uit de volgende betrekking:

$$-V = S_{Na} + I_{Na} + (D_{Cl} - E_{Cl}) - U$$

$$(D - E)_{Cl} = U - V - S_{Na} - I_{Na}.$$

Volgens deze formule zijn reeds door Born [1]) en door Fajans [2]) de waarden $D - E$ voor de halogenen bepaald. Daar sindsdien enkele grootheden, welke voor de berekening noodig zijn, opnieuw zijn bepaald, hebben we deze berekeningen nogmaals herhaald,

[1]) M. Born. Verh. d. d Phys Ges. 21, 679 (919).
K. Fajans. Verh. d. d. Phys. Ges. 21, 709 (1919).

Digitized by Google

waarbij we voor *Cl*, *Br* en *J* tot practisch dezelfde resultaten komen. Voor *F* vinden we een andere waarde, wat zijn oorzaak vindt in de gebruikte vormingswarmten der fluoriden, die onlangs door v, Wartenberg en Fitzner [1]) opnieuw zijn bepaald. We vinden hier practisch dezelfde waarden als Kasarnowsky [2]) die ook deze nieuwe vormingswarmten gebruikte.

Van de benoodigde grootheden is alleen de roosterenergie *U* niet experimenteel bekend. Deze door Born [3]) ingevoerde grootheid wordt gegeven door de volgende formule:

$$U = \left(1 - \frac{1}{n}\right) \frac{a\, e^2\, Z^2}{r}$$

Ze, de lading der afzonderlijke ionen, is bij de alkalihalogeniden, waar alle ionen slechts enkelvoudig geladen zijn gelijk *e*.

a is een constante, welke van de bouw van het rooster afhangt en in het geval van het steenzouttype, waartoe al deze alkalihalogeniden behooren, de waarde 1,748 heeft, wanneer men onder *r* verstaat de afstand van twee ongelijk geladen ionen, in dit geval dus de halve roosterconstante. Verder stelt *n* voor de exponent van *r* in Born's afstootingspotentiaal, die volgens de ervaring bij de hier behandelde halogeniden 9 bedraagt.

In tabel I zijn nu de gebruikte grootheden vereenigd, waarbij we alle energieën in volts hebben uitgedrukt.

Hier en in de volgende tabellen zijn steeds voor de roosterconstanten de waarden ontleend aan de gegevens in de International Critical Tables (New-York, 1926). De waarden voor *V*, voor zooverre niet nader aangegeven zijn ontleend aan de nieuwste druk van Landolt-Börnstein, Phys.-Chem.-Tabellen, terwijl de waarden voor de ionisatiespanningen *I* zijn ontleend aan J. Franck und P. Jordan, Anregung von Quantensprüngen durch Stösse (Julius Springer, Berlin 1926).

Nu we voor de halogenen de waarden $D - E$ hebben afgeleid zouden we deze kunnen controleeren bij b.v. de lithiumzouten, wanneer althans daar de waarde S_{Li} bekend was en we ook $n = 9$ mochten zetten. Onderstellen we werkelijk $n = 9$, dan kunnen we hier omgekeerd de waarde S_{Li} vinden. Over de keuze van de waarde van *n* zijn hier de meeningen verdeeld Kasarnowsky [4])

1) H. v. Wartenberg en O. Fitzner Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie 151, 313. 326 (19 6).
2) J. Kasarnowsky. Zeitschr. f. Physik 38, 12 (192ᵇ).
3) M. Born, Atomtheorie des festen Zustandes, 3e druk, 1923.
4) L.c.

Digitized by Google

TABEL I.

Verbinding	V	d	U	I	S [2])	$D-E$	$D-E$ gemidd.
NaF	5.91 [1])	4.62	9.45	5.12	1.1	−2 68	−2.8
KF	5.82 [1])	5.33	8.20	4.32	1.0	−2.94	
$NaCl$	4.23	5.63	7.79	5.12	1.1	−2.66	−2.77
KCl	4.54	6 28	6.98	4.32	1.0	−2.88	
$NaBr$	3.91	5.94	7.36	5.12	1.1	−2.77	−2.81
KBr	4.21	6.58	6.67	4 32	1.0	−2.86	
NaJ	3.31	6.46	6.78	5.12	1.1	−2.75	−2.77
KJ	3.69	7.05	6.22	4.32	1.0	−2.79	

neemt op grond van zijn berekeningen $n = 9$, terwijl Born op grond van kompressibiliteitsmetingen aan een kleinere waarde de voorkeur meende te moeten geven. Volgens Slater [3]) is het echter zeer dubieus, of hieruit de keuze van de n mag worden bepaald. Daar verder zal blijken, dat ook hier met $n = 9$ men een zeer plausibele waarde voor de sublimatiewarmte van lithium vindt, meenen we geen reden te hebben hier een andere waarde voor n te gebruiken. In tabel II zijn de data voor lithiumhalogeniden bijeengebracht.

TABEL II.

Verbinding	V	R	U	I_{Li}	$(D-E)_{Hal}$	S_{Si}	S_{Si} gemidd.
$LiCl$	4.20	5.14	8.54	5.37	−2.77	+1.74	
$LiBr$	3.76	5.49	8 00	5.37	−2 81	+1 68	+ 1.7
LiJ	3.08	6.00	7.31	5 37	−2 77	+1.63	

1) v. Wartenberg en Fitzner, l.c.
2) Ontleend aan H. G. Grimm und K. H. Herzfeld. Z. Phys. 19, 149 (1923).
3) Phys. Rev. 23, 488 (1924).

Digitized by Google

De gevonden waarde + 1.7 voor sublimatiewarmte wordt ook in de Int. Crit. Tables als de meest waarschijnlijke waarde aangegeven.

Deze sublimatiewarmte hebben we later noodig om uit Li_2O de waarde $D - E$ voor zuurstof af te leiden.

Elektronenaffiniteit voor tweewaardige ionen: Van de tweewaardige ionen kunnen we voorloopig alleen de waarde voor de elektronenaffiniteit van zuurstof berekenen, daar b.v. bij S niets bekend over de splitsingsarbeid van de gasmolecuulen in atomen.

De waarde $D - E$ voor zuurstof kan men berekenen uit de aardalkalioxyden, waarvoor echter de kennis van de sublimatiewarmten der aardalkalimetalen noodig is, die we zooals boven voor Li is gedaan, uit de halogeniden kunnen berekenen. Daar echter alleen van de fluoriden en bovendien van $SrCl_2$ de kristalstructuur en daarmee de roosterafstanden bekend zijn, zullen we alleen deze verbindingen gebruiken.

De formule van de roosterenergie luidt hier:

$$U = \frac{Na\,e^2}{4\,d} \cdot \frac{n-1}{n} \text{ erg.}$$

waarin d is de roosterconstante, N het getal van Avogadro en $a = 46\,93$. [1])

n werd werd door E. Bohrmann op grond van kompressibiliteitsmetingen hier gelijk 7.20 aangenomen; ook hier zullen wij om dezelfde redenen als boven vermeld weer $n = 9$ aannemen. In tabel III zijn de data ter berekening van de sublimatiewarmte der aardalkalimetalen vereenigd.

TABEL III.

Verbinding	V	d	U	$I_{met.}$	$2(D-E)_{Hal}$	S
CaF_2	12.50 [2])	5.46	27.9	17 89	− 5.6	+ 3.1
SrF_2	12.50 [2])	5.86	25.1	16.64	− 5.6	+ 1.6
$SrCl_2$	8.00 à 8.45	7.00	21.0	16 64	− 5.54	+ 1.9 à 1.45
BaF_2	12.05 [2])	6.20	23.7	15.14	− 5.6	+ 2.1

Hoewel waarschijnlijk de nauwkeurigheid van de gevonden sublimatiewarmten niet groot is, zijn ze ruimschoots voldoende

[1]) E. Bohrmann. Zeitschr. f. Phys. 1, 55 (1920).
[2]) v. Wartenberg und Fitzner l.c.

Digitized by Google

om de grootteorde van de elektronenaffiniteit van zuurstof te bepalen.

De waarde $D - E$ voor zuurstof kunnen we nu berekenen uit de verbindingen $Mg\,O$, $Ca\,O$, $Sr\,O$, $Ba\,O$ en $Li_2\,O$.

De sublimatiewarmte voor Mg is met meer zekerheid bekend en wel 2.1 V. (Landolt-Börnstein).

De roosterenergieën van $Mg\,O$, $Ca\,O$, $Sr\,O$ en $Ba\,O$ kunnen worden berekend met de formule voor het steenzouttype, waarbij alle ladingen tweevoudig zijn, zoodat het geheel met vier wordt vermenigvuldigd. De roosterenergie van $Li_2\,O$ vindt men met behulp van de formule voor het CaF_2-type.

In tabel IV zijn de waarden vereenigd.

TABEL IV.

Verbinding	V	$d \times 10^8$	U	$I_{met.}$	$S_{met.}$	$(D-E)_o$
$Mg\,O$	6.22	4.20	41.8	22.55	2.1	+ 10 9
$Ca\,O$	6 58	4.79	36.7	17.89	3.1	+ 9.1
$Sr\,O$	6·12	5.10	34.4	16.64	1.7	+ 10.0
$Ba\,O$	5.43 of 5.76	5.50	31.9	15 14	2.1	+9.2 of +8.8
$Li_2\,O$	6.15	4.61	31 8	2×5.37	2×1.7	+ 11 5

We zien dus, dat de waarde $D - E$ voor zuurstof ongeveer + 10 volt bedraagt.

Born en Gerlach [1]) vinden met behulp van $Mg\,O$ een lagere waarde, n.l. + 5,2 volt, hetgeen wordt veroorzaakt, doordat ze voor de n een buitengewoon lage waarde, n.l. 4.10 (uit kompressibiliteitsmetingen berekend) hebben gebruikt. Deze lage waarde is echter onwaarschijnlijk, temeer waar ook het werk van Lennard-Jones en Taylor [2]) volgt, dat men voor $Mg\,O$ moet nemen $n = 11$.

Evenals reeds boven bij Li werd vermeld, schijnt ook hier de uit de kompressibiliteit volgende waarde te laag te zijn. We hebben daarom hier, evenals in het geheele artikel $n = 9$ gezet.

De berekening van de elektronenaffiniteit voor nog hooger geladen ionen, wordt zeer bemoeilijkt door de omstandigheid, dat

[1]) M. Born en W. Gerlach. Zeitschr. f. Phys. 5, 433 (1921).
[2]) Roy. Soc. Proc. A 109, 476 (1925).

Digitized by Google

over nitriden, phosphiden enz, zoo weinig gegevens beschikbaar zijn. Toch zullen we trachten nog een schatting te maken voor de elektronenaffiniteit van stikstof, met behulp van de eenige stof, die daarvoor in aanmerking komt, n.l. aluminiumnitride $Al\,N$.

Zoolang men zich op het standpunt van Kossel's oorspronkelijke theorie stelt, kan men zich de opbouw van het $Al\,N$ moeilijk anders denken, dan uit Al^{+++} en N^{---}. De eigenschappen van $Al\,N$ en van verwante nitriden als $Ti\,N$ en $Zr\,N$ zijn met deze voorstelling niet in tegenspraak. [1]) De moeilijkheid is echter, dat men eigenlijk niet met zekerheid kan uitmaken of we met een ionenrooster of een atoomrooster te doen hebben. Wanneer men uit de intensiteiten van het Debije-Scherrer diagram de elektronenaantallen (de ladingen) der deeltjes berekent, dan komt men tot de overtuiging met atomen te maken te hebben. Tot deze conclusie komt dan ook Ott [2]) voor $Al\,N$. Bij deze berekening wordt echter ondersteld, dat de elektronen zoo reflekteeren alsof ze alle zich in het middelpunt van het atoom bevinden. Daar dit echter in werkelijkheid niet het geval is, moeten de werkelijke intensiteiten anders uitvallen en wel blijkt het effect van deze ruimtelijke uitbreiding der elektronen het gevolg te hebben, dat de intensiteiten bij ionenroosters schijnbaar kunnen overeenstemmen met die, welke men bij een atoomrooster zou verwachten. Meer uitvoerig is deze questie behandeld in een vroegere verhandeling van een onzer. [3])

Op grond van bovengenoemd onderzoek van Ott, hebben nu H. G. Grimm en A. Sommerfeld [4]) aangenomen dat in aluminiumnitride het Al negatief, de N positief zou zijn. Deze voorstelling brengt met zich mee een zoo ingrijpende verandering in de voorstelling van de chemische valentie, dat ze ons op grond van bovenstaande opmerkingen niet aannemelijk voorkomt. We willen hier daarom nog vasthouden aan de meer voor de hand liggende opvatting $Al^{+++}\,N^{---}$.

In dit geval is dan de roosterenergie te berekenen, daar Hund [5]) voor het kristaltype, waartoe $Al\,N$ behoort (wurtziet-type) de constante a in de formule voor de roosterenergie heeft berekend. We vinden daarmee voor de roosterenergie van $Al\,N$: $U = 98.2$ volt. I_{Al} is ook bekend, nl. 52.4 volt; voor de sublimatiewarmte + smeltwarmte voor Al kan 2.2 volt (Landolt-Börnstein)

1) A. E. van Arkel Physika 4, 286 (1924).
2) Zeitschr. f. Phys. 22, 201 (1924).
3) A. E. van Arkel, Zeitschr. f. Phys. 37, 672 (1926).
4) Zeitschr. f. Phys. 36, 36 (1926).
5) F. Hund, Zeitschr. f. Phys. 34, 833 (1925).

Digitized by Google

worden gezet. Slechts de vormingswarmte is onbekend; we kunnen echter aannemen, dat deze iets kleiner is dan de halve vormingswarmte voor Al_2O_3, daar bij gloeien aan de lucht AlN in Al_2O_3 overgaat. We krijgen dus voor $V_{AlN} < 8.2$ volt. Met deze getallen vindt men voor $(D-E)_N$ een waarde > 35.4 volt.

Om nu uit de in het bovenstaande afgeleide waarden voor $(D-E)$ de elektronenaffiniteiten te berekenen, moet men ze aftrekken van de waarden D, de dissociatie-energie per atoom. De dissociatie-energieën voor Cl_2, Br_2 en J_2 zijn o.a. uit een onderzoek van H. van Wartenberg en F. A. Henglein [1]) bekend, men vindt de waarden in tabel V. De dissociatieënergien voor O_2 en N_2 zijn ontleend aan het reeds genoemde boek van J. Franck en P. Jordan.

De gevonden elektronenaffiniteiten voor de halogenen kunnen worden vergeleken met de door v. Angerer en Müller [2]) uit spectra afgeleide waarden; men vindt deze in de laatste kolom van tabel V.

TABEL V.

Element	$D-E$	D	E	E uit spectra
F	-2.8	—	—	$+4.05$
Cl	-2.8	1.2	$+4.0$	$+3.8$
Br	-2.8	1.0	$+3.8$	$+3.45$
J	-2.8	0.75	$+3.5^5$	$+3.1$
O	$\sim +10$	3.5	~ -6.5	—
N	$\sim +35$	~ 6	~ -29	—

We zien hier dus een bevestiging van de quantatieve schattingen in de inleiding.

Dit resultaat heeft natuurlijk tengevolge, dat de berekening van de energieinhoud van het ammoniakmolecuul door Hund [3]) niet juist kan zijn. Met een kringproces toch volgt voor de ionisatie-energie van ammoniak met behulp van de boven afgeleide elektronenaffiniteit 80 Volt.

1) Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie 123, 137 (1922).
2) Phys. Zeitschr. 26, 543 (1925).
3) F. Hund. Zeitschr. f. Phys. 31, 81 (1925).

Digitized by Google

Voor de berekening van de lineaire afmetingen van het molecuul heeft Hund echter gebruik gemaakt van twee bepalingen van de traagheidsmomenten van het ammoniak, n.l. die van Eucken en die van Schirkolk. Nu is er tusschen deze beiden een groot verschil en Hund leidt nu uit beide waarden een benaderd gemiddelde af, dat voor beide traagheidsmomenten rond het dubbele bedraagt dan Schirkolk uit spectraaldata berekend heeft. Nu zijn toch in het algemeen de waarden uit de spectraaldata te verkiezen boven die uit dampdrukmetingen, zooals die van Eucken zijn.

Het ligt dus nu voor de hand de berekening te herhalen onder gebruikmaking van de oorspronkelijke waarden van Schirkolk.

Met de berekening van Hund volgt wel, en dit blijft bestaan, dat de vorm van het ammoniakmodel is die van een gelijkbeenige tetraëder met het stikstofion in de top Noemen we r de opstaande ribbe, dus de afstand $N-H$, s de basisribbe, dus de afstand $H-H$, dan wordt de totale ionisatie-energie voorgesteld door:

$$q = -3\frac{3e^2}{r} + 3\frac{e^2}{s} - 3\frac{ep}{r^2}\cos\gamma + \frac{p^2}{2\alpha} + \frac{B}{r^n},$$

Hierin stellen voor: p, het in het stikstofion opgewekte dipoolmoment dat natuurlijk uit symmetrieoverwegingen samenvalt met de loodlijn uit de top op de basis neergelaten, γ de hoek die deze richting maakt met r, α de polariseerbaarheid [1]) van het stikstofion.

De verschillende termen stellen dan achtereenvolgens voor:

$-3\frac{3e^2}{r}$: Coulombiaansche aantrekking N^{---} op $3H^{\cdot}$

$+3\frac{e^2}{s}$: Coulombiaansche afstooting tusschen de $H^{\cdot}$

$-3\frac{ep}{r^2}\cos\gamma$: Aantrekking van de in het stikstof opgewekte dipool op de waterstofionen,

$\frac{p^2}{2\alpha}$: de energie noodig om deze dipool op te wekken,

$\frac{B}{r^n}$: Born's afstootingspotentiaal.

Nu kunnen we de grootheden p, α en B elimineeren met behulp van drie evenwichtsvergelijkingen, die aangeven, dat het model ten opzichte van kleine veranderingen in p, r en s een evenwichtsstand moet innemen, zoodat we hebben

[1]) Vergel. M. Born en W. Heisenberg. Zeitschr. f. Phys. 23, 388 (1924).

Digitized by Google

$$\frac{d\varphi}{dp} = 0; \frac{d\varphi}{dr} = 0; \frac{d\varphi}{ds} = 0.$$

Door differentiatie volgt:

$$\frac{d\varphi}{dp} = -\frac{3\,e}{r^2}\cos\gamma + \frac{p}{a} = 0$$

$$p = \frac{3\,a\,e}{r^2}\cos\gamma.$$

De energievergelijking wordt dan:

$$\varphi = -\frac{9\,e^2}{r} + \frac{3\,e^2}{s} - \frac{9\,e^2\,a}{2\,r^4}\cos^2\gamma + \frac{B}{r^n}$$

daar nu $\cos\gamma = \frac{\sqrt{r^2 - \frac{1}{3}s^2}}{r}$, wordt:

$$\varphi = -\frac{9\,e^3}{r} + \frac{3\,e^2}{s} - \frac{9\,e^2\,a}{2\,r^4}\left(1 - \frac{s^2}{3\,r^2}\right) + \frac{B}{r^n}.$$

Nu levert: $\frac{d\varphi}{ds} = 0$:

$$-\frac{3\,e^2}{s^2} + \frac{18\,e^2\,a\,s}{6\,r^6} = 0$$

$$a = \frac{r^6}{s^3}.$$

Bovendien hebben we: $\frac{d\varphi}{dr} = 0$:

$$\frac{9\,e^2}{r^2} + \frac{36\,e^2\,d}{2\,r^5} - \frac{54\,e^2\,a\,s^2}{6\,r^7} - \frac{n\,B}{r^{n\,t\,1}} = 0.$$

Uit beide samen volgt voor:

$$\varphi = -\left(1 - \frac{1}{n}\right)\frac{9\,e^2}{r} + \frac{3\,e^2}{s} - \left(1 - \frac{4}{n}\right)\frac{9\,e^2\,r^2}{2\,s^3} + \left(1 - \frac{6}{n}\right)\frac{9\,e^2}{6\,s}.$$

Daar nu in dit geval, waar kernen op elektronenschillen werken $n = 5$ moet zijn, wordt dus:

$$\varphi = -e^2\left(\frac{7.20}{r} - \frac{2.70}{s} + \frac{0.90\,r^2}{s^3}\right),$$

Digitized by Google

De waarden voor r en s halen we uit de traagheidsmomenten van Schirkolk: $1.5.10^{-40}$ en $2.7.10^{-40}$. Met deze waarden zijn twee modellen denkbaar, n.l. resp.:

$$r = 0{,}93.10^{-8} \text{ cm en } s = 1.27.10^{-8} \text{ cm.}$$

en

$$r = 0.98.10^{-8} \text{ cm en } s = 0.95.10^{-8} \text{ cm.}$$

Het tweede model (de spitse vorm) levert als ionisatie-energie uit bovenstaande vergelijking: $\varphi = 78$ volt, geheel in overeenstemming met de uit het kringproces berekende waarde. Het totale elektrische dipoolmoment van dit model wordt tenslotte: $1\,15.10^{-18}$, terwijl de waargenomen waarde $1.5.10^{-18}$ bedraagt. Dat onze waarde te laag uitvalt is misschien hieraan toe te schrijven, dat de berekeningen voor het absolute nulpunt gelden en de experimenteel gevonden dipoolmomenten met de temperatuur toenemen. [1])

Het andere, stompe, model levert weliswaar eveneens een goede energiewaarde (84 volt) echter een veel te hoog dipoolmoment ($7.6.10^{-18}$).

Bovenstaande mooie overeenstemming bij de berekening van ammoniak, schijnt ons achteraf weer een bevestiging van de opvatting van AlN, als te bestaan uit Al^{+++} en N^{---}.

[1]) Vergel. Smyth, Journ. Am. Chem. Soc. 46, 2151 (1924).

Eindhoven, Dec. 1926. NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe der Röntgendata wurden einige Gitterenergieen neu berechnet und daraus die Elektronenaffinität für die Halogene und Sauerstof ermittelt. Aus AlN, das als Al^{+++} N^{---} aufgefasst wurde, folgt eine Elektronenaffinität des Stickstoffs $> 35{,}4$ Volt. Eine Neuberechnung des Ammoniakmodells von Hund zeigte, dass dieser Wert hiermit sehr gut im Einklang ist.

EEN METHODE VAN BELICHTING VAN KRISTALPOEDER MET RÖNTGENSTRALEN.

door W. F. DE JONG.

Gewoonlijk is bij het onderzoek van kristalpoeder het praeparaat als een cylindertje van 1—2 mm doorsnede in de as van een doosvormige camera aangebracht. [1])

[1]) Debije en Scherrer, Phys. Zt. 18, 291, 1917. Hull, Phys. Rev. 10, 661, 1917.

Digitized by Google

Er zijn aan deze methode eenige principiëele nadeelen verbonden; [1]) in de eerste plaats is het moeilijk de invloed van de absorptie van het praeparaat voldoende te bepalen en dus de interpretatie van de ligging der lijnen op de film juist aan te geven, in de tweede plaats zijn de afgebogen stralen min of meer divergeerend, zoodat een genoegzame fijnheid van de lijnen slechts verkregen kan worden door toepassing van zeer dunne praeparaten en dus lange belichtingstijden.

Seemann [2]) en Bohlin [3]) brengen het poeder op een gedeelte van den ronden dooswand aan en laten de stralen ongeveer tangentiëel aan den wand opvallen. Het aan de stralen blootgestelde oppervlak is dan vele malen grooter, de absorptie is gemakkelijk in rekening te brengen en het praeparaat werkt focusseerend, de lijnen verschijnen dus op de film in dezelfde breedte als de spleetopening in den primairen bundel, wanneer we tenminste afzien van secundaire effecten, veroorzaakt door dikte van het poederlaagje, warmtebeweging van de atomen en fijnheid van de fragmentjes. [4]) Een nadeel van de methode is de beperktheid van het gebied waarbinnen de aflezingen met goede nauwkeurigheid te verrichten zijn.

Plaatsen we in een doosvormige camera het praeparaat langs den cylinderwand tegenover de intreeopening van den primairen bundel (fig. 1), dan zullen alle lijnen op den cylinderwand worden gefocusseerd, derhalve de breedte van de opening bezitten en dus voldoende fijn kunnen zijn. De lijnen, in de nabijheid van de opening gelegen, zijn dan bijzonder geschikt voor nauwkeurigheidsmetingen, daar ze, vergeleken met lijnen die in eenzelfde camera met behulp van een centraal geplaatst praeparaat verkregen kunnen worden, behalve haar fijnheid, een nagenoeg tweemaal zoo groote dispersie vertoonen [de doorloopen weg is tweemaal zoo lang] en geen correctie wegens de doorsnede van het cylindertje behoeven. En het betrekkelijk gering aantal lijnen, dat op deze manier gemeten kan worden, is meestal voldoende voor precisiebepalingen van de verschillende constanten. — Is het noodig meer lijnen binnen het meetbare gebied te brengen, dan kan men dit bereiken door een andere golflengte te bezigen.

1) Verg. bv. Blake, Phys. Rev. 26, 60, 1925.
2) Ann. d. Physik. 59, 455, 1919.
3) Ann d. Physik. 61, 421, 1920.
4) Bezit het praeparaat langs de beschrijvende lijn van den wand een aanmerkelijke lengte, dan zijn de lijnen vooral aan de concave zijde diffuus.

Digitized by Google

Bij het plaatsen van het praeparaat, zooals boven aangegeven, heeft men goed gelegenheid verschillende stoffen tegelijkertijd te

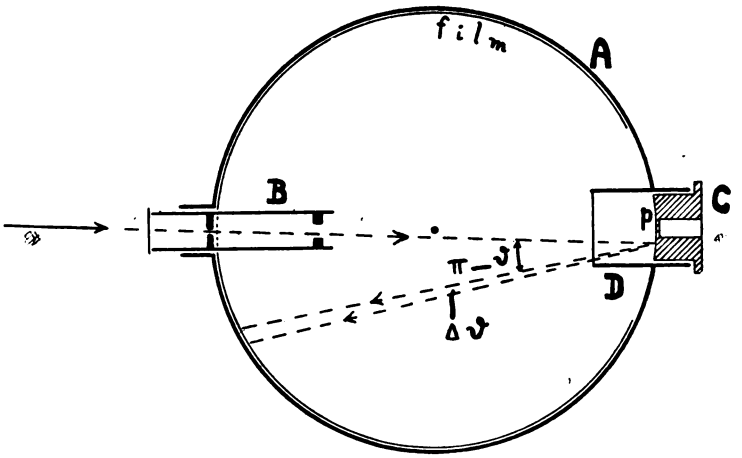


Fig. 1.

Camera (*A*) geschikt voor poederopnamen met praeparaat centraal of (en) langs den wand geplaatst (*p*). — Bij *B* bevinden zich twee ronde of spleetvormige openingen. — De ebonieten poederdrager *C* laat in zijn as voldoende de stralen door om de camera te kunnen instellen; huls *D* onderschept de onbruikbare secundaire stralen.

exponeeren en ook het gedrag bij verschillende temperaturen na te gaan. En stelt men er prijs op, dan kunnen een overzichtsopname [gebruikelijke methode] en precisieopname tijdens eenzelfde belichting worden vervaardigd; de noodige veranderingen daarvoor zijn aan de bestaande camera's gemakkelijk aan te brengen. In fig. 1 is schematisch een eenvoudig type geteekend, wil men grootere nauwkeurigheid bereiken, dan kan de film om een trommel worden gespannen, zoodat tevens eenige afstandsmerken kunnen worden gefotografeerd, of men kan glasplaten gebruiken.

Nauwkeurigheid. In fig. 2 is een fotometerdiagram afgebeeld van een opname van pyriet [Colorado], regulair FeS_2, belicht met Fe $K\alpha_1$ en $K\alpha_2$-stralen in een camera, waarin de straal r van de film 29,85 mm bedraagt. De afstand tusschen de lijnen α_1 van vlak (521) die symmetrisch t.o.v. de intreeopening van den primairen straal gelegen zijn, is 48,8 mm; $\sin^2 \vartheta/2$ hieruit afgeleid, is

$$\sin^2 \frac{\vartheta}{2} = 0{,}959,$$

Digitized by Google

waarin ϑ de hoek is tusschen invallenden en afgebogen straal.

$$\lambda^2 = 4\,d^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \qquad (1)$$

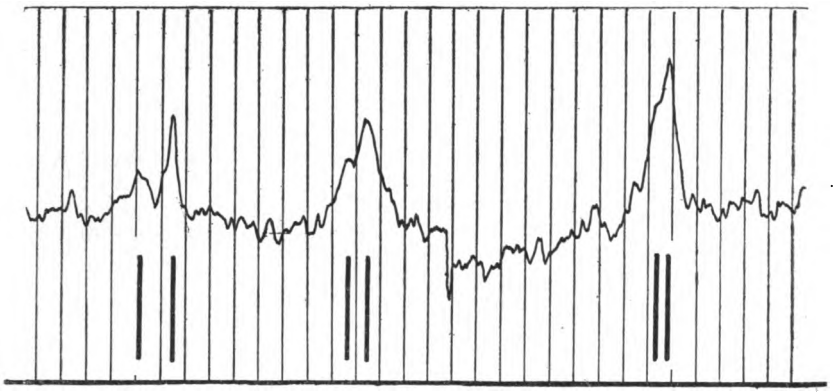


Fig. 2.

Fotometerdiagram van enkele lijnen. Een schaaldeel komt overeen met 1 mm op de film.

[formule van Bragg, λ [1]) is de golflengte en d de afstand van de identieke atoomvlakken]; voor d wordt dus gevonden

$$d_{(521)} = 0{,}987\ \text{Å}$$

en uit de betrekking

$$a^2 = (h^2 + k^2 + l^2)\,.\,d^2$$

volgt voor de celribbe a

$$a = 5{,}404\ \text{Å}\,.$$

Gaan we de nauwkeurigheid van deze uitkomst na en stellen we de mogelijke aflezingsfout in den afstand van de twee symmetrische α_1-lijnen $2\,\varepsilon = 0{,}2$ mm. Dan is $\triangle\,\vartheta$ (fig. 1):

$$\triangle\,\vartheta = \frac{\varepsilon}{2\,r} = \frac{0{,}1}{59{,}70} = 0{,}00167 \text{ rad.}$$

Uit (1) volgt

$$\frac{\triangle\,\vartheta}{\triangle\,d} = -\frac{2 \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}}{d} = -9{,}78\,.$$

[1]) Siegbahn, The spectroscopy of X-rays, 1925, p. 105: $\alpha_1 = 1{,}93230$ Å en α_2 1,93651 Å.

Digitized by Google

Voor $\triangle \vartheta = 0{,}00167$ is dan $\triangle d = -0{,}000171$ en $\triangle a = -0{,}00093$.

We mogen aannemen, dat de afleesnauwkeurigheid binnen deze grens valt. Stellen we de fouten, voortvloeiende uit de constructie van de camera en de bevestiging van de film maximaal tweemaal zoo groot, dan is dus de einduitkomst:

$$a = 5{,}404 \pm 0{,}003\ \text{Å}.$$

Bij bovenstaande berekening is de correctieterm volgens Ewald voor de betrekking van Bragg, niet in aanmerking genomen. De fout, daardoor veroorzaakt, blijkt echter pas de vierde decimaal van a nog niet ten volle 2 eenheden te verlagen, zoodat ze in ons geval niet in het resultaat zichtbaar kan worden.

Immers, de ware golflengte voldoet aan de betrekking

$$\lambda_0 = 2\, d' \sin \frac{\vartheta}{2},$$

waarin

$$d' = d \cdot \left[1 - 5{,}4\, \frac{d^2 \varrho}{n^2} \cdot 10^{-6}\right].$$ [1])

In ons geval is $d^2 = 0{,}973$, $\varrho = 5{,}055$ en $n = 1$, dus

$$d' = (1 - 0{,}0000266)\, d.$$

Nu is $a = d\sqrt{30}$, derhalve ook $a' = d'\sqrt{30}$, of

$a' = (1 - 0{,}0000266)\, a$ en de juiste waarde a is: $a = 1{,}0000266\, a'$.

Bij $a \backsim 5{,}4$ ondervindt de vierde decimaal dus een correctie van ongeveer 1,44 eenheid.

Het is nog wel interessant na te gaan, met welke nauwkeurigheid het verschil van de golflengten van α_1 en α_2 uit een opname met een zeer eenvoudige camera van 3 cm straal, valt af te leiden.

Uit (1) blijkt

$$\frac{\triangle \vartheta}{\triangle \lambda} = \frac{1}{d \cos \frac{\vartheta}{2}} = 5{,}01 \text{ per } \text{Å}.$$

---

[1]) Siegbahn l.c. pag. 26. d is uitgedrukt in A. $\varrho = SG$. van het kristal, n is het ordegetal van de reflexie.

Digitized by Google

Nu is voor de gebruikte α-lijnen

$$\triangle \lambda = 1{,}93651 - 1{,}93230 = 0{,}00421 \text{ Å},$$

$$\text{dus } \triangle \vartheta = 0{,}0211.$$

We vonden op pag. 26 dat voor 0,1 mm verschil $\triangle \vartheta = 0{,}00167$. De afstand tusschen de α_1 en α_2-lijnen zal dus bedragen

$$\frac{0{,}0211}{0{,}00167} \cdot 0{,}1 \text{ mm} = 1{,}26 \text{ mm}.$$

De aflezing in fig. 2 geeft 1,3 mm.

Delft.

MINERALOGISCH LABORATORIUM
DER TECHNISCHE HOOGESCHOOL.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode beschrieben die auf bequemer Weise Präzisionsmessungen an Kristallgittern gestattet.

MINIMUM-DEVIATIE BIJ EEN PRISMA

door A. J. STARING.

In Physica 1922, blz. 82, gaf de heer Fokker een verklaring der minimum-deviatie zonder formules, waardoor dit onderwerp geschikt gemaakt is voor de natuurkunde-les.

Met het volgende meen ik eveneens een vrij eenvoudige manier te geven, waarbij ook het werken met sinussen vermeden wordt, daar men geen direct gebruik maakt van de formule $\sin i / \sin r = n$, doch van één grafische voorstelling, die r als functie van i geeft. Reeds met zeer eenvoudige middelen kan deze kromme bij een eerste behandeling van het brekingsverschijnsel experimenteel bepaa'd worden, en duidelijk ziet men er uit dat zoolang i klein is, i en r vrijwel evenredig met elkaar zijn, en dat bij toenemende i, r nadert tot een grenswaarde (grenshoek g), in de veronderstelling natuurlijk dat het licht uit een minder dichte in een dichtere stof komt (fig 1).

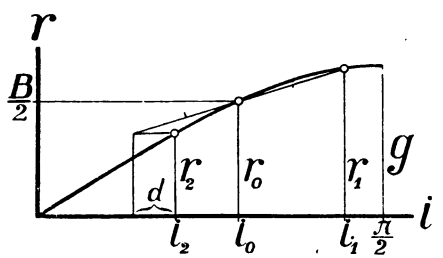


Fig. 1.

Noemen we de brekende

Digitized by Google

hoek van het prisma B, en de deviatie, die een onder hoek i_1 invallende straal ondergaat, D, dan volgt uit fig. 2:

$$r_1 + r_2 = B \tag{1}$$

$$D = i_1 + i_2 - B \tag{2}$$

welke vergelijkingen, voor 't geval dat $i_1 = i_2 = i_0$ en $r_1 = r_2 = r_0$ overgaan in

$$2\,r_0 = B \tag{1a}$$

$$D_0 = 2\,i_0 - B \tag{2a}$$

Met behulp van fig. 1 zullen we nu bewijzen

$$i_1 + i_2 > 2\,i_0$$

waaruit dan direct volgt

$$D > D_0$$

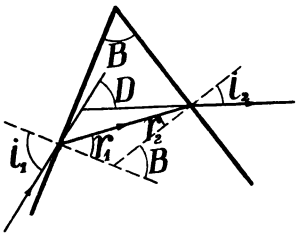


Fig. 2.

We veronderstellen dus n (m.a.w. de kromme lijn van fig. 1) en de hoeken B en i_1 gegeven, en zullen nu i_2 construeeren.

We bepalen eerst op de kromme de punten $(i_0\,,\,r_0)$ (met behulp van $r_0 = B/2$), en $(i_1\,,\,r_1)$ en verbinden deze door een koorde die we door het eerste punt heen, met zich zelf verlengen. Daardoor vinden wij de waarde r_2 (immers zóó is voldaan aan verg. (2)), en door het trekken van een horizontaal lijntje (lengte d) het punt $(i_2\,,\,r_2)$. Nu volgt uit de figuur:

$$i_1 + i_2 = 2\,i_0 + d$$

zoodat

$$D = D_0 + d$$

d is steeds positief (een gevolg van de aard der kromme), en alleen 0 als $i_1 = i_0 = i_2$. D_0 is dus de kleinst mogelijke afwijking. We hadden natuurlijk ook $i_1 < i_0$ kunnen kiezen; de redeneering gaat dan op volmaakt dezelfde wijze, mits daarbij $r_2 < g$ blijft.

In gevallen die van fig. 2 afwijken (hoeken i en r aan de andere zijde van de normaal) gelden dezelfde formules (1) en (2), mits we anders gelegen hoeken negatief in rekening brengen. In fig. 1 zouden we dan ook het gedeelte van de kromme benutten waarvoor i en r negatief zijn; de geteekende kromme behoeft dan slechts 180° om de oorsprong gedraaid te worden. We zien dan gemakkelijk dat d weer steeds positief is.

Digitized by Google

Tenslotte kunnen we nagaan wat er gebeurt als B en i_1 klein zijn, m.a.w. als men mag zetten

$$\frac{i_1}{r_1} = \frac{i_2}{r_2} = n .$$

De formules geven dan, gelijk bekend

$$D = (n - 1) . B$$

dus onafhankelijk van i_1; zoodat ook

$$D = D_0 .$$

Uit fig. 1 zien we dit doordat dan $d = 0$; we bedienen ons dan namelijk alleen van het gedeelte der kromme, dat als een rechte lijn beschouwd kan worden, waardoor de koorde en zijn verlengde met de kromme samenvallen.

Wageningen, Dec. 1926.

BOEKBESPREKING.

H. Geiger und K. Scheel, **Handbuch der Physik.** Band XXIII. Quanten, Redigiert von H. Geiger, 782 blz., 225 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 57.—, geb. R. M. 59.70.

Dit deel van het Handbuch der Physik heeft de bedoeling een overzicht te geven van de theorie der quanta en van de daarmede samenhangende experimenten. Het is verdeeld in een aantal hoofdstukken, bewerkt door verschillende schrijvers. Hoewel daardoor aan homogeniteit verloren gaat, is er toch in veel opzichten, bijv. door een overeenkomstige notatie, naar gestreefd het boek tot één geheel te maken.

Achtereenvolgens worden de volgende onderwerpen behandeld:

Kap. 1. Quantentheorie von W. Pauli, Hamburg.

Dit hoofdstuk, dat ruim een derde deel van het geheele boek uitmaakt, bestaat uit drie deelen: de algemeene beginselen der theorie, de toepassing op het waterstofatoom en de toepassing op atomen met meer dan één electron. Uitvoerige mathematische beschouwingen zijn vermeden en de nadruk is gelegd op den physischen gedachtengang. Op beknopte wijze is een zeer rijke stof behandeld, maar deze is daardoor dusdanig samengedrongen, dat dit hoofdstuk voor een eerste inleiding ongeschikt is.

De theorie der systemen uit vele atomen opgebouwd (vaste stof, gasontaarding) ontbreekt. Wezenlijker is, dat de nieuwe quantenmechanica niet meer kon worden opgenomen, maar slechts is aangeduid. De schrijver heeft zich tot de klassieke quantentheorie beperkt.

Kap. 2. Die Methoden zur h-Bestimmung und ihre Ergebnisse von R. Ladenburg, Berlin-Dahlem.

Digitized by Google

Men vindt hier een kritische bespreking van de experimenteele methoden ter bepaling van h. Het grootste gewicht wordt toegekend aan de berekening uit de Rydbergconstante. Als waarschijnlijkste waarde wordt opgegeven:

$$h = (6.55 \pm 0.01) \times 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

Kap. 3. Absorbtion und Zerstreuung von Röntgenstrahlen von W. Bothe, Charlottenburg.

De verzwakking, die een parallele bundel monochromatische Röntgenstraling in de materie ondergaat, bestaat uit een absorptie en een verstrooiing. Bij beide processen worden electronen door de materie uitgezonden. Het Compton-effect vindt een uitvoerige behandeling.

Kap. 4. Das kontinuierliche Röntgenspectrum von H. Kulenkampff, München.

Na een kort overzicht der experimenteele methoden, worden de resultaten bebesproken van relatieve en absolute metingen in het continue Röntgenspectrum, benevens de aan deze straling waargenomen polarisatieverschijnselen.

Kap. 5. Anregung von Emission durch Einstrahlung von P. Pringsheim, Berlin.

Naar opklimmende ingewikkeldheid worden achtereenvolgens behandeld: de fluorescentie van één- en meeratomige gassen, van complexe anorganische verbindingen en de phosphorescentie der Lenardsche phosphoren. Uit den aard der zaak spelen theoretische gezichtspunten een des te geringer rol, naarmate men tot de meer ingewikkelde gevallen overgaat.

Kap. 6. Photochemie von W. Noddack, Charlottenburg.

De theorie der quanta heeft een dusdanig belang voor de photochemie, dat hierdoor een bespreking van dat onderwerp in een Handbuch der Physik zeker gerechtvaardigd is. Daar juist voor chemici de physische meetmethoden bij de studie der photochemische processen dikwijl's een moeilijkheid bieden, zou een uitvoeriger en diepergaande behandeling van dit deel gewenscht zijn. Opvallend is de choas van feiten, waarin de theorie slechts langzaam eenige orde kan scheppen.

Kap. 7. Anregung von Quantensprüngen durch Stösse von J. Franck und P. Jordan, Göttingen.

Na een uitvoerige behandeling der experimenteele methode, worden de bereikte resultaten van het onderzoek voor de elementen der achtereenvolgende groepen van het periodieke systeem besproken. In hoofdzaak hebben de waarnemingen betrekking op het bepalen der kritische potentialen, ofschoon ook over de kans op het aanslaan van een atoom door een electron reeds iets bekend is. De resultaten der waarnemingen betreffende moleculen zijn voor een goed deel nog zeer onoverzichtelijk. H. B.

S. B. Mc. Laren, **Scientific Papers,** Cambridge, University Press 1925 ; VI en 112 bladz.

Dit werkje bevat uittreksels van gepubliceerde en niet-gepubliceerde stukken van dezen in den oorlog gesneuvelden physicus, bewerkt en verder met zijn portret en herinneringen uit zijn leven voorzien door Hassé, Havelock, Nicholson en Larmor. De verschillende stukken betreffen beschouwingen over aequipartitie der energie, straling, theorie van het magneton enz. De lezing van het boekje lokt ongetwijfeld aan tot nadere kennismaking van de oorspronkelijke publicaties van dezen helaas veel te vroeg aan de wetenschap ontrukten geest. E.

Digitized by Google

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

M. de Haas, Thermodynamika, 399 blz. 117 fig. — P. Noofdhoff, Groningen 1927. Prijs geb. f 12.50.

H. Geiger und K. Scheel, Handbuch der Physik, Band XIV, Elektrizitätsbewegung in Gasen, 444 blz., 180 fig. — Julius Springer, Berlin 1927. Prijs R. M. 36, geb. R. M. 38.10

Proceedings of the Optical Convention 1926, 2 deelen 1051 blz. — The Optical Convention, London 1926, Prijs £ 3.— net.

Catalogue of optical and general scientific instruments, 336 blz. — The Optical Convention, London 1926. Prijs 6 sh. net.

MEDEDEELINGEN.

NEDERLANDSCH-AMERIKAANSCHE FUNDATIE.

De Wetenschappelijke Commissie der Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie verzoekt studenten aan de Nederlandsche Universiteiten en Hoogescholen (met inbegrip van pas afgestudeerden), die in 1927 gedurende eenige maanden hunne studie zouden wenschen voort te zetten in de Vereenigde Staten, zich, met opgave van hun tot dusver afgelegde studiën en met eenige omschrijving van hun studieplan in Amerika, onder overlegging van aanbevelingen, voor **1 Maart 1927** schriftelijk aan te melden bij den secretaris der Commissie Prof. Dr. H. A. Brouwer te Delft.

Aan een beperkt aantal studenten wordt door de Fundatie steun verleend, welke in hoofdzaak uit vergoeding der reiskosten zal bestaan. Ook voor studenten, die geen subsidie begeeren, bestaat gelegenheid om van de aanbevelingen der Ned. Amerikaansche Fundatie gebruik te maken.

In verband hiermede wordt verzocht, om tevens op te geven of een uitzending al dan niet van het verleenen eener subsidie afhankelijk wordt gesteld.

RECTIFICATIE.

De overeenkomst tusschen de stroomverdeeling bij het skineffect en de g daante van een hydrostatisch belaste membraan. In het bovenstaande artikel (Physica 1926 no. 10) zijn op bldz. 369 abusievelijk x en y met ξ en η verwisseld in de transformatie 9. De vergelijking moet derhalve luiden:

$$\xi = x \cdot \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{1}{1+i}\,;\ \eta = y \cdot \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{1}{1+i}. \tag{9}$$

M. J. O. STRÜTT.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 10 Februari 1927.*

Digitized by Google

MET DEN

JANUS-EPIDIASCOOP

(D.R.P. 366044 en buitenl. patenten)

VOORZIEN VAN ELECTRISCHE GLOEILAMP

wordt een verrassend goede projectie verkregen zoowel van

AFBEELDINGEN OP PAPIER

als van LANTAARNPLAATJES

Duizenden apparaten met veel succes in gebruik. De JANUS-EPIDIASCOOP is op eenvoudige wijze te completeeren voor alle wijzen van projectie.

Ed. Liesegang, Düsseldorf,

POSTFACH 124. - PROSPECTUS OP AANVRAGE.

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ

EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ

VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

Digitized by Google

7e JAARGANG 1927 NUMMER 2

PHYSICA

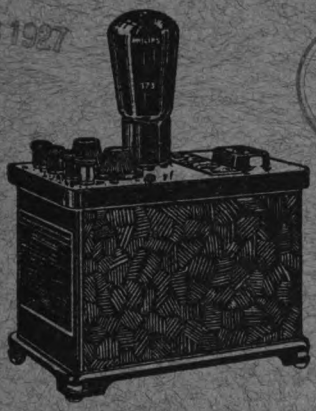
NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: Dr. A. D. FOKKER - Dr. E. OOSTERHUIS - Dr. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: Dr. H. C. BURGER - Prof. Dr. J. CLAY - Dr. C. A. CROMMELIN Prof. Dr. P. EHRENFEST - Prof. Dr. Jhr. G. J. ELIAS - Prof. Dr. E. VAN EVERDINGEN Prof. Dr. M. DE HAAS - Prof. Dr. W. J. DE HAAS - Dr. J. J. HALLO - Dr. G. HOLST Prof. Dr. W. H. KEESOM - Prof. Dr. H. A. KRAMERS - Dr. T. VAN LOHUIZEN - Prof. Dr. H. A. LORENTZ - Dr. A. VAN MAANEN - Dr. E. E. MOGENDORFF - Dr. W. J. H. MOLL Prof. Dr. L. S. ORNSTEIN - Prof. Dr. R. SISSINGH - Prof. Dr. J. D. VAN DER WAALS Prof. Dr. P. ZEEMAN

APR 13 1927

LIBRARY OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA



PHILIPS

PLAATSPANNINGAPPARAAT

VERVANGT DE ANODEBATTERIJ

CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND

(5—10 WATT.)

PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—

PHILIPS — EINDHOVEN

Digitized by Google

INHOUD.

Blz

H. B. Dorgelo, Gasontladingsverschijnselen en vacuumspectroscopie 33

A. J. M. Wanders, Een geval van totale reflectie in een halven bol 50

Boekbespreking 55

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8.50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049, Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Rotterdamsche Weg 119, Delft.

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

HET RECUEIL DES TRAVAUX CHIMIQUES DES PAYS-BAS,

uitgegeven door de Nederlandsche Chemische Vereeniging,

bevat oorspronkelijke

Wetenschappelijke Verhandelingen op het gebied der Chemie

in de Fransche, Engelsche en Duitsche taal.

De omvang bedraagt normaal 960 bladzijden per jaar octavo. De abonnementsprijs bedraagt f 15.— per completen jaargang exclusief porto voor het buitenland. Leden der Nederl. Chem. Ver. (ook buitenlanders worden als lid toegelaten) betalen slechts f 6.—. Tevens ontvangen de leden voor hunne contributie van f 15.— per jaar het Chemisch Weekblad met het bijblad Chemie en Industrie en het Chemisch Jaarboekje, welke in de Hollandsche taal verschijnen. Hun, die het Recueil wenschen te ontvangen, wordt verzocht dit op te geven aan den Secretaris-Penningmeester van het Algem. Bestuur der Nederlandsche Chemische Vereen., Dr. A. D. DONK, HAARLEM (Holland), Verspronckweg 100.

Digitized by Google

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG 1927 NUMMER 2

GASONTLADINGSVERSCHIJNSELEN EN VACUUMSPECTROSCOPIE

DOOR H. B. DORGELO.

REDE UITGESPROKEN BIJ DE AANVAARDING VAN HET HOOGLEERAARSAMBT AAN DE TECHNISCHE HOOGESCHOOL TE DELFT.

Komende uit eene omgeving, waar natuurkunde en techniek door sterke banden verbonden zijn en mijn ambt aanvaardende aan eene Technische Hoogeschool, om onderwijs te geven in de natuurkunde, lag het voor mij voor de hand, thans in enkele beschouwingen te treden over de plaats, welke de natuurkunde in het ontwikkelingsproces der techniek inneemt, in het bijzonder in die bedrijven, welke meer naar den physischen kant georienteerd zijn. Waar mijn geachte ambtsvoorganger echter vrijwel hetzelfde onderwerp behandelde, zou het gevaar groot zijn in herhaling te treden of in algemeene opmerkingen te vervallen, aangaande een zaak, waarover U zich allen reeds een meening gevormd hebt. Bovendien lijkt het me in dezen tijd van enorme ontwikkeling der natuurwetenschappen vrijwel overbodig, nogmaals op de beteekenis van het wetenschappelijk onderzoek voor de ontwikkeling der techniek te wijzen. Steeds meer wordt het belang van nauwe samenwerking van natuurkunde en techniek ingezien. In Duitschland blijkt dit zeer duidelijk uit de snelle groei van de „Deutsche Gesellschaft für technische Physik", terwijl op het laatste groote natuurkundig congres te Moskou de voorzitter, de ook in ons land wel bekende Professor Joffé, er op wees, hoe thans ook in Rusland de natuurkunde beoefend wordt in nauw contact met de industrie, zoodat deze direct de voordeelen ondervindt, welke voortspruiten uit de practische toepassing van nieuwe ontdekkingen. Nog niet lang geleden heeft Dr. Holst, de directeur van het Natuurkundig Laboratorium der Philips Gloeilampenfabrieken, de taak der natuurkundigen in een fabrieksonderzoekingslaboratorium in het Polytechnisch Weekblad uiteengezet en met voorbeelden verduidelijkt, beter dan ik dat zou kunnen doen.

Digitized by Google

Liever wil ik thans op de keerzijde der medaille wijzen en U naar aanleiding van enkele onderzoekingen, waaraan ik zelf het voorrecht had te mogen werken, laten zien, hoe wederkeerig ook de techniek haar vruchten afwerpt voor de natuurkunde, hoe een technisch probleem aanleiding kan geven tot uitgebreide onderzoekingen aangaande de fijnste bijzonderheden der atomen.

Vergunt mij daarom eenige oogenblikken tot U te spreken over:

„Enkele gasontladingsverschijnselen in verband met resultaten der vacuumspectroscopie".

U kent allen natuurlijk de Neonlichtbuizen, met haar oranjeroodkleurig licht, welke buizen in de groote en kleine steden veelal voor reclamedoeleinden aangewend worden. Deze buizen zijn aan hare uiteinden voorzien van electroden en gevuld met het edelgas Neon tot een druk van ongeveer 1 cm. kwikdruk. Het gas in deze buizen wordt door middel van eene electrische ontlading door de buis tusschen de metaalelectroden tot lichten gebracht. Nauwelijks zou men kunnen vermoeden, dat de studie van het probleem der technische lichteconomie van dergelijke neonzuilen voeren kon tot een dieper inzicht aangaande de inwendige eigenschappen der neonatomen.

Het betreft hier de vraag: Waar blijft de energie van den electrischen stroom, welke aan de ontladingsbuis toegevoerd wordt? In het algemeen wordt deze energie omgezet ten eerste in verwarming van het gas, ten tweede in verwarming der electroden en ten derde in uitgestraalde energie. Het deel der energie, dat voor verwarming van het gas verbruikt wordt is voor het geval, dat de ontladingsbuis met een edelgas gevuld is, niet groot. Een electron, dat zich onder den invloed van een electrisch veld in een edelgas beweegt, geeft vrijwel geen energie af, zoolang zijn translatie-energie kleiner is dan die, welke noodig is, om het edelgasatoom, waarmede het botst, in een hoogeren energietoestand, in een gespannen toestand te brengen. Een directe overgang van de kinetische energie der electronen op de neutrale atomen, d.w.z. een temperatuurverhooging der gasvulling treedt vrijwel niet op.

Wat de warmteontwikkeling aan de electroden betreft, heeft men zoowel te beschouwen de warmteverliezen aan de kathode als aan de anode. De daarbij optredende verschijnselen zijn bediscussieerd door Holst en Oosterhuis en uitvoerig onderzocht door F. M. Penning voor het geval van eene glimontlading

Digitized by Google

en door W. de Groot voor het geval van een boogontlading in een edelgas.

Het blijkt dus reeds, dat van de totaal toegevoerde energie slechts een deel in stralingsenergie omgezet wordt.

Hoewel het proces, volgens welke de energie van den electrischen stroom in stralingsenergie getransformeerd wordt, nog verre van volkomen duidelijk is, heeft toch de atoomtheorie van Bohr en de fraaie reeks experimenten van Franck en Hertz ons inzicht in deze verschijnselen verdiept. Volgens deze experimenten neemt de snelheid van een zich in een edelgas bevindend electron onder den invloed van het electrisch veld zoolang toe, totdat zijn kinetische energie zoo groot is geworden, dat het een atoom in eenen hoogeren quanteuzen toestand kan brengen. Bij een dan optredende botsing met een atoom geeft het electron zijn translatieenergie aan het atoom over, dat dan in een gespannen of aangeslagen toestand komt, waarbij één der electronen van het atoom vanuit zijn rustbaan naar een baan van hooger energie gebracht wordt, een baan, welke door quantavoorwaarden bepaald wordt. Dit atoom blijft echter slechts een korten tijd in dien gespannen toestand (in het algemeen slechts een tijd van de orde van 10^{-7} seconde). Het valt weer terug naar zijn rusttoestand, onderwijl zijn energie als straling uitzendend. De frequentie der daarbij uitgezonden straling wordt gegeven door een door Bohr geformuleerde betrekking tusschen vrij komende energie en frequentie der uitgezonden straling. Noemen we den rusttoestand van het atoom den toestand A, den eersten mogelijken gespannen toestand den toestand B, den daaropvolgenden C enz. en gaat het atoom van den gespannen toestand C naar den toestand B over, dan is de frequentie der daarbij uitgezonden monochromatische straling des te grooter, naarmate het energieverschil van den toestand C en den toestand B grooter is.

We zien dus dat eenerzijds de energie verbruikt wordt om de gasatomen in gespannen toestanden te brengen en dat anderzijds deze energie weer als straling terugverkregen wordt. Het is duidelijk, dat het, teneinde het nuttig lichteffect dezer energieomzetting te kunnen bediscussieeren, noodig is de energieinhoud der verschillende mogelijke aangeslagen toestanden van de atomen te kennen, m.a.w. dat de verschillende energietrappen van het atoom bekend moeten zijn. Voor vele atoomsoorten is het mogelijk geweest het gevraagde energieschema op te maken met behulp der gegevens,

Digitized by Google

ons door de analyse van vaak zeer gecompliceerde spectra verschaft. Het is thans niet mogelijk daarop in te gaan, hoe uit de spectra der elementen een dergelijk energieschema der aangeslagen atoomtoestanden af te lezen is. Genoeg zij het te vermelden, dat het na vaak zeer moeizamen arbeid gelukt is, regelmatigheden in de dikwijls zeer gecompliceerde spectra op te merken, welke voeren konden tot het vastleggen dier energieschema's. Nog slechts voor enkele elementen was het mogelijk het complete schema op te stellen. Kent men de verschillende energieniveau's van het atoom, dan wil dat dus zeggen, dat men weet, hoe ver de snelheid van een electron opgevoerd moet worden, opdat het door een botsing, het atoom in één dier hoogere gespannen toestanden kan brengen. De spanning, welke een electron doorloopen moet, om een atoom in een bepaalden gespannen toestand te brengen, wordt de aanslagspanning van dien toestand genoemd, die spanning, welke het electron doorloopen moet om het atoom te ioniseeren, d.w.z. één der electronen geheel en al uit het atoomverband te rukken, de ionisatiespanning.

Wat Neon betreft, zijn deze aanslagspanningen der verschillende energieniveau's en de ionisatiespanning van het atoom bekend geworden, dank zij de analyse van het optische spectrum van neon door Paschen en electronenstootproeven en vacuumspectrograafopnamen van Hertz.

Vragen we ons thans af: wanneer wordt nu het nuttig lichteffect van eene gasontladingsbuis zoo groot mogelijk? Het antwoord hierop is eenvoudig. Stelt U voor, dat de buis zulke atomen bevatte, die telkens zoo gespannen konden worden, dat ze bij ontspanning uitsluitend straling uitzonden, waarvoor ons oog het gevoeligst is. Alle toegevoerde energie zou daarbij omgezet worden in stralingsenergie van een kleur, waarvoor het oog een maximale gevoeligheid heeft. Al zou eene dergelijke buis vanwege haar monochromatisch licht nog geen in alle opzichten ideale lichtbron vormen, zeker zou ze, wat lichteconomie betreft, een ideale straler zijn.

Hoe geheel anders staat het echter met den Neonzuil!

Uit de ter beschikking staande gegevens aangaande het neonatoom kon men besluiten, dat als dit atoom door botsingen met electronen met 16.5 V snelheid vanuit den rusttoestand A in den eersten aangeslagen toestand B gebracht werd (welke toestand volgens de analyse van het spectrum door Paschen eigenlijk nog viervoudig is) bij het terugvallen naar den grondtoestand,

Digitized by Google

straling van zeer korte golflengte in het uiterste ultraviolet gelegen uitgezonden zou worden, waarvoor ons oog niet gevoelig is en welke bovendien niet door den glaswand doorgelaten wordt. Ten einde het oranjekleurig licht van het neon te verkrijgen, is het noodig de neonatomen in een nog sterker gespannen toestand C (welke eigenlijk 10-voudig is) te brengen, welke toestand slechts aangeslagen kan worden met behulp van electronen, wier snelheid 18.5 Volt of grooter is. Het zichtbare, oranjekleurige licht ontstaat bij terugvallen van het atoom uit de toestanden C naar de ongeveer 2 Volt lager liggende toestanden B, waarbij het atoom dus maar voor een klein deel ontspannen wordt. De overige grootste ontspanning van 't atoom gaat gepaard met uitzending van voor ons onzichtbare stralen.

Het nuttig effect van een dergelijke lichtbron is te vergelijken met den arbeid van werklieden, welke op een hoog stellage staande, een paal van 16,5 M in den grond willen heien, daarbij het heiblok 2 M boven den paal opheffen, maar het telkens na den slag heelemaal naar beneden op den grond laten vallen, zoodat het elke keer weer 18,5 M omhoog gehaald zou moeten worden.

Welk een verloren arbeid! We zien dus, dat van de totaal toegevoerde energie ten eerste slechts een deel omgezet wordt in stralingsenergie, maar ten tweede, dat dat deel, hetwelk in stralingsenergie wordt omgezet, nog slechts voor een zeer klein deel licht in het voor ons oog zichtbare deel van het spectrum geeft. Daar komt dan nog bij, dat voor zoover de beschouwde neonstraling nog in het voor het oog waarneembare spectraalgebied ligt, deze straling nog gedeeltelijk kleuren bevat, waarvoor ons oog slechts eene kleine gevoeligheid heeft.

Alles samengenomen leert dus reeds eene oppervlakkige beschouwing, dat het theoretisch te verwachten nuttig lichteffect eener neonzuil niet bijster groot kan zijn. Aan Dr. Holst was het echter reeds opgevallen, dat het gemeten nuttig lichteffect van een dergelijke zuil toch nog verrassend groot was. Het is thans mogelijk geweest dit probleem nauwkeuriger te onderzoeken. Gebruik makende

1o van het energieschema der aangeslagen toestanden van Neon (voorzoover dat bekend was),

2o van de door Gibson en Tyndal gemeten gevoeligheid van het oog voor verschillende kleuren,

3o van de resultaten van metingen, betreffende de verdeeling der energie over de spectraallijnen van het neonspectrum

Digitized by Google

kon berekend worden, wat het maximaal te verwachten nuttig lichteffect van een dergelijke neonzuil zijn zou.

De meting der spectrale energieverdeeling van het neonspectrum was mogelijk geworden door de ontwikkeling der fotografische meetmethoden ter bepaling van de intensiteitsverhouding zoowel van spectraallijnen, voor welke de fotografische plaat gelijke gevoeligheid bezit, als voor spectraallijnen van zeer verschillende kleur, methoden, welke door Prof. Ornstein en zijne medewerkers in het Natuurkundig Laboratorium der Universiteit te Utrecht uitgewerkt zijn en welke reeds vele resultaten hebben opgeleverd.

Eenerzijds kon dus na de meting dezer energieverdeeling in het neonspectrum het maximaal te verwachten nuttig lichteffect der zuilontlading berekend worden, daarnaast werd dit nuttig effect door Zwikker practisch met behulp van eenen flikkerphotometer gemeten.

Het verrassende resultaat was nu, dat het gemeten nuttig effect aanmerkelijk grooter was dan dat, hetwelk maximaal verwacht kon worden, ja wel vrijwel dubbel zoo groot kon worden. Te meer verrassend was dit resultaat, daar bij de berekening eenige vereenvoudigingen ingevoerd waren, volgens welke verwacht kon worden, dat het practisch gemeten nuttig effect kleiner zou zijn dan het berekende.

Daar het tegendeel waar bleek te zijn, moest dus een nog onbekend verschijnsel in het spel zijn.

Inderdaad bleek uit verschillende recente, voor ons onderzoek van direct belang zijnde experimenten, dat dit het geval was.

Om dit nader te verduidelijken, kom ik terug op het genoemde voorbeeld der heiende werklieden. We zagen, dat men het nuttig effect van de ontlading in een neonzuil kan vergelijken met het slechte nuttig effect van de arbeid van zulke werklieden, die bij het inheien van een 16,5 M hooge paal het heiblok na elken slag telkens heelemaal naar beneden zouden laten vallen. U ziet onmiddellijk; dat het nuttig effect van hun arbeid verhoogd wordt, wanneer dit laatste vermeden wordt. Een analoog verschijnsel treedt in den neonzuil op. We zagen dat de neonatomen, teneinde in staat gesteld te worden, het zichtbare neonlicht uit te zenden, eerst door bombardement met electronen met 18,5 Volt snelheid in den gespannen toestand C gebracht moeten worden. Bij het uitzenden van het zichtbare licht wordt het atoom door den overgang naar den lageren toestand B slechts voor ongeveer een tiende deel ontspannen. De verdere grootere ontspanning draagt

Digitized by Google

niets bij tot de sterkte van het zichtbare licht. Het is duidelijk, dat het nuttig lichteffect aanmerkelijk vergroot zou worden, indien deze laatste ontspanning van het atoom, d.w.z. het terugvallen vanuit den toestand *B* naar den grondtoestand voorkomen kon worden.

Nader onderzoek heeft nu geleerd, dat het neonatoom de eigenschap heeft, hierin zelf tegemoet te komen.

Terloops merkten we reeds op, dat eigenlijk de energietoestand *B* van het neonatoom nog gesplitst is in vier, slechts weinig van elkaar verschillende toestanden.

Het neonatoom heeft nu de eigenschap (een eigenschap, welke het deelt met andere edelgassen), dat het, wanneer het in twee van deze vier toestanden gebracht is, zich niet weer door uitzending van straling ontspannen kan. Terwijl in het algemeen de atomen slechts zeer korten tijd (ongeveer 10^{-7} seconde) in de aangeslagen toestanden kunnen blijven, treden er bij de edelgassen en ook bij zeer vele metaaldampen energietoestanden van het atoom op, welke slechts door bepaalde catastrophen verdwijnen kunnen, maar niet door spontane overgangen naar lager gelegen energieniveau's. De aanwezigheid van dergelijke langlevende *metastabiele* toestanden in heliumontladingsbuizen werd het eerst door Paschen aangetoond, het analoge verschijnsel bij neon en argon door Meissner. Deze onderzoekers vonden namelijk, dat het mogelijk was door middel eener zeer zwakke electrische ontlading deze edelgassen in een toestand te brengen, waarin ze geschikt worden, bepaalde spectraallijnen eener andere ontladingsbuis met hetzelfde gas gevuld, te absorbeeren, een eigenschap, welke deze gassen niet hebben, wanneer er geen stroom doorgezonden wordt. Door de zwakke electrische ontlading in de buis worden onder meer de metastabiele toestanden der atomen opgewekt; deze kunnen echter niet vanzelf weer naar den grondtoestand terugvallen, redenen, waarom de concentratie dezer deeltjes in de buis zeer groot kan worden.

Niet alleen maakt de aanwezigheid van deze metastabiele neonatomen het gas geschikt bepaalde spectraallijnen eener tweede ontladingsbuis te absorbeeren, maar tevens geven deze toestanden, zooals door Ladenburg en zijne medewerkers aangetoond werd, aanleiding tot anomale dispersieverschijnselen in de omgeving van die spectraallijnen, welke ook het absorptieverschijnsel vertoonen. Een aardige proef van Dr. de Groot maakt het mogelijk de aanwezigheid dezer metastabiele neonatomen in een ontladingsbuis

Digitized by Google

voor een groot gehoor te demonstreeren, door met een sterke neonlichtbundel, welke door deze metastabiele atomen geabsorbeerd wordt, de neonresonantiestraling op te wekken. Hier hebben we dus een voorbeeld, waarbij resonantiestraling opgewekt werd, niet vanuit den grondtoestand der atomen, zooals reeds door Wood en Franck bij kwik aangetoond was, maar vanuit aangeslagen atoomtoestanden.

Thans wordt het ook duidelijk, waarom het practisch gemeten nuttig lichteffect der neonzuilontlading grooter kan zijn, dan hetgeen volgens de aangeduide berekening maximaal verwacht kon worden. Bij het opmaken der energiebalans voor den neonzuil was nog geen rekening gehouden met de aanwezigheid dezer metastabiele atomen. Het is duidelijk, dat indien in de buis veel van die reeds vrij sterk gespannen atomen aanwezig zijn, deze vanuit hun gespannen toestand energetisch veel goedkooper op hooger gelegen niveau's gebracht kunnen worden dan vanuit den grondtoestand der atomen.

Van belang was het nu, iets naders van deze metastabiele atoomtoestanden (in het bijzonder voor 't geval der edelgassen en kwik) te weten te komen. De werkelijke metastabiliteit bleek uit onderzoekingen door Hertz van het neonspectrum in het uiterste ultraviolet, waarop we straks nader hopen in te gaan. Inderdaad werden spectraallijnen, welke zouden correspondeeren met overgangen van uit de metastabiele toestanden naar den grondtoestand, niet gevonden.

In het bijzonder rees de vraag, hoe groot de levensduur van deze metastabiele atomen was en welke oorzaken hun verdwijnen bepaalde, daar ze. zooals we reeds zeiden, hun energie niet door straling kunnen kwijt raken.

Om de levensduur dezer metastabiele atomen te bepalen, hebben we gebruik gemaakt van hun eigenschap, bepaalde neonlijnen eener tweede buis te kunnen absorbeeren. In principe kwamen deze metingen daarop neer, dat bepaald werd, hoe lang een ontladingsbuis, waarin metastabiele atomen gevormd waren, na verbreking der ontlading nog de geschiktheid behield, het licht van bepaalde spectraallijnen eener tweede buis te absorbeeren. Zoolang nog absorptie geconstateerd kan worden, zoo lang is men zeker, dat nog metastabiele atomen in de eerste buis aanwezig zijn. Het resultaat dezer metingen was, dat, wanneer met zeer zuiver gas gewerkt werd, bij kamertemperatuur het bestaan dezer toestanden tot ongeveer $^1/_{200}$ seconde na hun opwekking vervolgd

Digitized by Google

kon worden, ja bij zeer lage temperatuur b.v. bij de temperatuur van vloeibare stikstof tot ongeveer $^1/_{10}$ seconde na hunne opwekking. Hier werden dus levensduren van gespannen atoomtoestanden gevonden van gansch andere grootteorde, dan die, welke bij de gewone aangeslagen toestanden voorkomen.

Het verdwijnen der metastabiele atomen uit de ontladingsbuis kan op verschillende wijze geschieden. Zoo verdwijnen ze plotseling, wanneer aan het zuivere gas bepaalde verontreinigingen worden toegevoegd. Voegt men b.v. aan het zuivere argon in eene buis, waarin door eene ontlading metastabiele atomen gevormd zijn, een weinig waterstof toe, zoo wordt plotseling het meerendeel dezer metastabiele atomen vernietigd, hetgeen daaruit blijkt, dat de ontladingsbuis de eigenschap verliest het licht van bepaalde golflengten te absorbeeren. Hetzelfde treedt op, indien waterstof wordt toegevoegd aan kwikdamp of neon, waarin metastabiele atomen aanwezig zijn. Wordt waterstof aan neon toegevoegd, zoo is het ook niet meer mogelijk daarin de resonantiestraling der zichtbare lijnen op te wekken.

Het proces, dat hierbij optreedt, hoewel nog in vele opzichten onbegrepen, komt daarop neer, dat het metastabiele atoom bij eene botsing de energie van zijn gespannen toestand overdraagt aan een tweede atoom, waarmede het botst. Dit tweede atoom kan zelf door deze botsing gespannen worden, ook is het mogelijk, dat de aanslagenergie van het eerste atoom omgezet wordt in translatie-energie der botsende atomen, terwijl bij botsing met een molecuul dit gedissocieerd kan worden. Dergelijke botsingen, waarbij de energie van den gespannen toestand van het eene atoom overgedragen wordt op een ander worden *botsingen van de tweede soort* genoemd, ter onderscheiding van *botsingen der eerste soort*, welke we kennen uit de electronenstootproeven van Franck en Hertz, waarbij de translatie-energie omgezet wordt in aanslagenergie van atoom of molecuul. Nadat op thermodynamische gronden door Klein en Rosseland op de mogelijkheid van dergelijke botsingen van de tweede soort gewezen was, werd dit verschijnsel zeer fraai aangetoond door de volgende proef van Franck en Cario. Deze namen een ballon gevuld met kwikdamp, waarin tevens eenige thalliumdamp aanwezig was. Door middel van sterke bestraling met behulp van de ultraviolette kwiklijn 2537, werden kwikatomen in een gespannen toestand gebracht.

Controleproeven toonden aan, dat door deze bestraling niet ook

Digitized by Google

rechtstreeks de thalliumdamp gespannen werd. Toch werd waargenomen, dat niettegenstaande door de bestraling slechts de kwikatomen in hooger energietoestand gebracht werden, ook thalliumlicht in de buis optrad. Hiermede was dus duidelijk gedemonstreerd, dat de gespannen kwikatomen hun aanslagenergie aan de thalliumatomen overgedragen hadden, daarbij deze atomen in toestanden brengend, geschikt om licht te emitteeren.

Op analoge wijze toonden Franck en Cario aan, dat aangeslagen kwikatomen in staat waren bij botsing met waterstofmoleculen deze te dissocieeren. Uit deze voorbeelden blijkt reeds, dat de vorm, waarin bij dergelijke botsingen de energie overgenomen wordt, zeer verschillend kan zijn. Onder anderen wordt zij bepaald zoowel door de energieinhoud van het gespannen atoom als door de energie, welke de andere botsende partner gebruiken kan. Zoo heeft een waterstofmolecuul, dat botst met een metastabiel kwikatoom kans om gedissocieerd te worden, gelijk de proeven van Franck en Cario leeren, terwijl een zelfde waterstofmolecuul, dat botst met een metastabiel argonatoom, zooals uit de resultaten der vacuumspectroscopie blijkt, meer kans heeft in aangeslagen toestand gebracht worden, waardoor het bij terugvallen naar den grondtoestand in staat is zeer karakteristieke bandengroepen uit te zenden, welke in het uiterste ultraviolet gelegen zijn en door Lyman waargenomen en door Witmer en Dieke geanalyseerd werden.

Volgens Franck treedt bij botsingen der tweede soort bij voorkeur een zoodanige energieoverdracht op, waarbij zoo weinig mogelijk energie in translatie-energie der atomen omgezet wordt.

Wordt het verdwijnen der metastabiele atomen in eene ontladingsbuis alzoo sterk in de hand gewerkt door toevoeging van bepaalde vreemde gassen, ook bij zeer zuivere gassen hebben deze metastabiele atomen een eindige leeftijd. Gaat er eene ontlading door de buis, zoo kunnen deze metastabiele atomen vernietigd worden, doordat ze getroffen worden door electronen met voldoende snelheid om de atomen in hoogere quantatoestanden te brengen. We zagen, hoe door het optreden dezer processen het nuttig lichteffect eener neonontlading verhoogd wordt.

Blijft nog over de vraag, wat er met deze metastabiele atomen gebeurt, indien na hunne vorming de ontlading door de buis verbroken wordt en indien het gas niet verontreinigd is. Teneinde een inzicht in de lotgevallen der metastabiele atomen onder deze omstandigheden te verkrijgen, werden de levensduren dezer

Digitized by Google

toestanden in afhankelijkheid van de temperatuur en druk van het gas in de buis onderzocht. Daarbij bleek, dat het gedrag der twee verschillende bij neon optredende soorten van metastabiele atomen eenigszins verschillend is. Op de details der bereikte resultaten nader in te gaan is thans waarschijnlijk minder gewenscht. Slechts één resultaat willen we dienaangaande nog noemen. Het verdwijnen van die metastabiele toestanden van neon, welke de kleinste energieinhoud hebben, bleek namelijk behalve door botsingen tegen den wand der buis voor een niet gering deel daardoor veroorzaakt te worden, dat bij botsingen met normale neonatomen een klein deel der translatie-energie der botsende atomen verbruikt wordt, om de energieinhoud van het metastabiele atoom iets te vergrooten, waardoor het atoom gebracht wordt in een slechts zeer weinig hooger gelegen quanteuzen toestand, welke echter niet metastabiel is en vanwaar uit het atoom wel onder uitzending van straling naar den grondtoestand kan terugkeeren. We hebben hier te maken met een bepaalde soort botsing van de eerste soort. Zien we bij de proeven van Franck en Hertz, hoe translatie-energie van het electron omgezet wordt in aanslagenergie van het atoom, hier hebben we een voorbeeld, hoe bij botsing door overdracht van translatie-energie van een *atoom* een reeds aangeslagen atoom iets meer gespannen kan worden.

Het zou thans mogelijk zijn, nader enkele verschijnselen te bespreken, waarbij deze metastabiele atomen een rol vervullen; liever wil ik echter nog een kort oogenblik uw aandacht vragen voor een gebied van onderzoek, waarop ik reeds enkele keeren wijzen mocht, namelijk dat der vacuumspectroscopie.

Het zij mij vergund, alvorens de methoden en enkele resultaten hiervan te bespreken, U een kort overzicht te geven van het gansche electromagnetische spectrum.

Het thans bekende gebied der electromagnetische golven strekt zich uit vanaf de langste radiogolven (hoewel hier eigenlijk moeilijk van een grens te spreken valt) tot de uiterst korte golven der gammastralen. Verder zijn door Hess, Kolhörster, Millikan, Bowen en hunne medewerkers stralen waargenomen, thans *ultragammastralen* genoemd, welke uit de sterrenwereld tot ons komen, stralen, waarvan de golflengten nog 100 × kleiner zijn, dan die der kortste gammastralen.

Het geheele electromagnetische spectrum kan men in eenige

Digitized by Google

afzonderlijke gebieden verdeelen, al naar de ontstaanswijze dezer verschillende stralen of naar de methoden, welke dienen om de betreffende straling aan te toonen. Slechts een klein deel van het totale spectrum kan door ons oog worden waargenomen. Terwijl het geheele bekende spectrum zich over ongeveer 50 octaven uitstrekt, is het oog slechts voor één octaaf daarvan gevoelig, voor het overige deel zijn we aangewezen op electrische, thermische of spectrografische methoden. Als hoofdspectraalgebieden zou men achtereenvolgens kunnen noemen: het gebied der golven van Hertz, der ultraroode stralen, der gewone lichtstralen en der Röntgen- en gammastralen.

Tot het gebied der golven van Hertz, welke ontstaan door electrische trillingen in macroscopische oscillatoren, behooren de door onze antennes opgevangen golven der radiostations met lange golflengten van eenige kilometers of korte golflengten van eenige tientallen meters. De kortste golven van deze soort, met eene golflengte van 0,1 m.m., werden waargenomen door Glagolewa en Arrkadiewa. Het spectrum naar de korte golflengtekant vervolgende komen we tot de ultraroode stralen. Tot hun gebied behooren o.a. de rotatie- en rotatietrillingsbandenspectra der moleculen. Aan Nichols en Tear gelukte het eenerzijds de straling der kwartskwiklamp te vervolgen tot 0,42 m.m., terwijl zij er anderzijds in slaagden het gebied der golven van Hertz te vervolgen tot 0,22 m.m., zoodat zij stralen van dezelfde golflengte op geheel verschillende wijze wisten op te wekken.

Op de ultraroode stralen volgen de gewone lichtstralen. Rekent men tot dit golflengtegebied dat deel van het spectrum, waarin de spectraallijnen en banden liggen, welke ontstaan door electronenovergangen tusschen verschillende quanteuze toestanden van het molecuul of atoom, zoo is een scherpe scheiding tusschen het zoo even genoemde ultraroode spectraalgebied en dat der gewone lichtstralen ook weer niet mogelijk. Beide gebieden overdekken elkaar weer. Het spectraalgebied der gewone lichtstralen kan men weer onderverdeelen in: het ultraroode, het voor ons oog zichtbare, het ultraviolette deel en het vacuumgebied of uiterst ultraviolette deel. Dit uiterste ultraviolet wordt nog weer onderverdeeld in het Schumanngebied (van 1850 — 1250 Å), het Lymangebied (1250 Å — 500 Å) en het Millikangebied tot 136 Å, zoo genoemd naar de onderzoekers, welke het eerst tot de exploratie van deze onbekende gebieden bijdroegen.

Digitized by Google

Onzen weg door het spectrum naar de kortere golven vervolgende, komen we tot de Röntgenstralen, welke, zooals U bekend is, ontstaan, wanneer een electron uit een meer naar binnen gelegen schil van het atoom verwijderd wordt en de zoo ontstane open plaats door een zich meer aan de buitenzijde van het atoom bewegend electron ingenomen wordt. De daarbij vrij komende energie kan als Röntgenstralen uitgestraald worden. Kortgeleden is het Dauvillier gelukt het bekende Röntgengebied, dat zich uitstrekte van ongeveer 13 Å tot ongeveer 0,1 Å nog iets naar de lange golflengtekant uit te breiden. Practisch is ook hier de kloof tusschen het Millikangebied (kortste waargenomen golflengte 136 Å) en het Röntgengebied overbrugd.

Berustten tot voor kort de waarnemingsmethoden in het Röntgengebied nog slechts uitsluitend op de belangrijke ontdekking van Laue, volgens welke de kristalroosters aanleiding geven tot interferentieverschijnselen van Röntgenstralen, thans hebben Compton en Thibaud Röntgenspectra waargenomen met behulp van een rooster, waarbij betrekkelijk weinig groeven (50 à 200 per m.m.) op glas waren aangebracht, bij welke experimenten zij den stralenbundel onder zeer kleine hoeken met het oppervlak lieten invallen. Deze onderzoekingen veroorloven een absolute meting der golflengten der Röntgenstralen, terwijl de door Thibaud gebruikte methode vaag het uitzicht opent, te komen tot een spectroscopie der gammastralen, uitgaande van de radioactieve stoffen.

Het spectraalgebied der zichtbare lichtstralen kan, zooals U bekend is, onderzocht worden met behulp van een glasspectrograaf. Stralen met golflengten kleiner dan 3300 Å worden echter door glas vrijwel niet meer doorgelaten. Het gebruik van uviolglas kan ons nog iets verder in het ultraviolet brengen, doch wil men in het kortegolflengtegebied doordringen zoo moet een kwartsspectrograaf gebruikt worden. Evenwel komt men met deze ook niet veel verder dan 1850 Å. Drie moeilijkheden beginnen dan op te treden n.l. ten eerste de absorptie der lichtstralen door de lucht (in het bijzonder door de zuurstof en stikstof), ten tweede de absorptie door het kwarts en ten derde de absorptie van het licht van korte golflengte door de gelatine der fotografische plaat. Ten einde de absorptie der stralen door de lucht te voorkomen is het noodig, den geheelen lichtweg van lichtbron tot plaat in het vacuum

Digitized by Google

of in een dergelijk gas te houden, dat het te onderzoeken licht niet absorbeert.

Schumann slaagde er in, verder in het gebied der korte golflengten door te dringen, In plaats van kwarts gebruikte hij vloeispaath voor lenzen en prisma. Een bepaald soort vloeispaath heeft namelijk de eigenschap nog doorzichtig te zijn voor stralen met golflengte tot 1250 Å. Volgens Abbe werd dit tot 1250 Å doorzichtige vloeispaath slechts op één plaats gevonden en wel aan het meer van Brienz. Groote stukken van dit thans zoo kostbare materiaal waren daar aanwezig. Helaas is het overgroote deel daarvan aan chemici voor bereiding van fluoorwaterstofzuur verkocht. Nadat na zeer veel moeite de vindplaats weer ontdekt was, bleek het, dat indertijd zeer grondig te werk gegaan was, zoodat nog slechts kleine brokstukken gevonden werden.

Ter vermijding van de absorptie der lichtstralen van deze korte golflengten door de gelatine der fotografische plaat, vervaardigde Schumann zelf platen vrij van gelatine.

Voor opnamen van spectraallijnen met golflengten nog korter dan 1250 Å wordt tot dusver uitsluitend gebruik gemaakt van roosterspectrografen, welke geheel in een metalen omhulsel of in een glasbuis ingebouwd zijn, teneinde ze geheel vacuum te kunnen pompen. Bij voorkeur wordt als lichtbron een onmiddellijk voor de spleet opgewekte vonkontlading tusschen de electroden van de te onderzoeken stof gebruikt. De te overwinnen moeilijkheden worden grooter, wanneer men in dit spectraalgebied spectra van gassen wil onderzoeken. Ten einde dan het gas in de ontladingsruimte van den spectrograaf tot lichten te brengen is een bepaalde minimumdruk van dat gas noodig. Dit gas zal zich door de spleet heen verspreiden over den geheelen spectrograaf, zoodat de moeilijkheid weer zou optreden, dat het licht op zijn weg naar rooster en plaat door het zich in den spectrograaf bevindende gas geabsorbeerd zou worden. Teneinde dit te voorkomen, wordt door gebruik te maken van een bepaald spletenstelsel, het gas onmiddellijk achter deze spleten weer afgepompt en met behulp van een circulatieinrichting opnieuw weer in de ontladingsruimte teruggevoerd. Ten einde instellingen in vacuum te kunnen bewerkstelligen zijn soms tamelijk ingewikkelde constructies toegepast. We willen nog opmerken, dat de voor het zichtbare en ultraviolette spectraalgebied gebruikte roosters in den regel voor het vacuumgebied niet bruikbaar zijn. Kleine onregelmatigheden in de groeven van het rooster

Digitized by Google

kunnen zoo storend werken, dat het licht van heel korte golflengten diffuus verstrooid wordt. Voor de langere golflengten spelen deze oneffenheden geen rol, daar ze klein zijn ten opzichte van de golflengte. Voor het uiterste ultraviolet komt het echter in het bijzonder aan op een op zeer goed materiaal aangebrachte nauwkeurige verdeeling der groeven. De voor het besproken spectraalgebied te gebruiken roosters worden dan ook zoo vervaardigd, dat de groeven van het rooster zeer ondiep zijn, doordat bij de bewerking slechts een geringe druk op de krassende diamant uitgeoefend wordt. Kortgeleden heeft Wood concave roosters van glas gemaakt. Een der groote voordeelen van dergelijke roosters is, dat ze gemakkelijker gereinigd kunnen worden dan de roosters van metaal en minder gauw aangetast worden, indien geexperimenteerd wordt met niet edele gassen en metaaldampen.

Volgens Wood en Lyman zijn deze roosters van glas speciaal in het spectraalgebied met golflengten korter dan 500 Å te prefereeren boven metalen roosters vanwege het grootere reflexievermogen van glas voor stralen van deze golflengte.

Laat mij na deze korte beschrijving der methoden der vacuumspectroscopie nu nog enkele problemen mogen noemen, voor welke onderzoekingen in het uiterste ultraviolet van belang zijn.

Onwillekeurig zou iemand, die het eerste deel mijner rede niet gehoord zou hebben en vernemende, dat o.a. in het Philipslaboratorium uitgebreide onderzoekingen in dit spectraalgebied door Prof. Hertz aangevangen en door spreker in samenwerking met den heer Abbink voortgezet zijn, de vraag bij zich voelen opkomen: Welk belang heeft nu een gloeilampenindustrie, welke het toch te doen is, om ons zichtbaar licht te verschaffen, bij onderzoek van ultraviolette stralen, ja uiterst ultraviolette stralen, liefst zoo ver mogelijk van het zichtbare spectraalgebied verwijderd?

Reeds eenige keeren mocht ik echter aanwijzen, waar de resultaten der vacuumspectroscopie noodig waren, ten einde het gedrag van een technisch product als een neonontladingsbuis beter te leeren begrijpen. Maar niet alleen het gedrag van de neonatomen, ook het energieschema der andere edelgassen is door het onderzoek der spectra dezer gassen in het uiterste ultraviolet beter bekend geworden. De aanslagspanningen en ionisatiespanningen der edelgassen, van zoo fundamenteel belang voor het goed verstaan der gasontladingsverschijnselen, waren door de schitterende proeven

Digitized by Google

van Franck en Hertz reeds vrij nauwkeurig bekend en deze onderzoekers drongen eigenlijk het eerst langs niet spectroscopischen weg in het stralingsgebied der korte golflengten door. Op het fundamenteele belang hunner experimenten voor de gansche ontwikkeling der quantentheorie behoef ik thans niet meer te wijzen. De nauwkeurigheid hunner metingen ter bepaling der aanslagspanningen kon echter niet zoo groot zijn als die der spectroscopische meetmethoden. Ten einde de fijnere bijzonderheden der atoomeigenschappen te leeren kennen waren spectrografische onderzoekingen in het uiterste ultraviolet noodig. Lyman wist het eerst de resonantielijnen van Helium op de fotografische plaat te krijgen. In den laatsten tijd zijn in het Laboratorium te Eindhoven ook de spectra van neon, argon, krypton en xenon in het uiterste ultraviolet uitvoerig onderzocht. De verkregen resultaten, welke thans eene nauwkeurige berekening der aanslagspanningen der genoemde gassen veroorlooven, bevestigen volkomen de volgens zulk een gansch anderen weg door Hertz en Kloppers gevonden waarden, waarbij de electronenstootmethode toegepast werd.

Ook voor het onderzoek der molecuulspectra is de vacuumspectroscopie van groot belang. De groote moeilijkheid der analyse van deze spectra is een ieder duidelijk, welke slechts eenmaal een blik kon werpen op een fotografische plaat, waarop de enorme menigte lijnen van een of ander molecuulspectrum opgenomen was. Van bijzonder veel nut voor de verdere ontwarring dezer spectra is het leeren kennen van die spectraallijnen, welke correspondeeren met overgangen naar den grondtoestand der moleculen. Een belangrijk hulpmiddel hiervoor levert het onderzoek der absorptiespectra. Daar vele dezer absorptiespectra echter in het Schumann- of Lymangebied liggen, moet ook hier de vacuumspectroscopie te hulp komen.

Behalve op het belang van onderzoekingen der spectra der edelgassen en der molecuulspectra in het uiterste ultraviolet, wil ik ten slotte nog wijzen op de fraaie resultaten van een reeks experimenten van Millikan en Bowen, welke ook alleen bereikt konden worden, dank zij het hulpmiddel der vacuumspectroscopie. Zij onderzochten de regelmatigheden, welke optreden in de spectra van die verschillende atomen, bij welke zich om de kern evenveel electronen bewegen, doch waarbij de kernlading verschillend is. Denkt U bijvoorbeeld het lithiumatoom. Dit heeft behalve de beide electronen, welke zich ook reeds bij helium om de kern

Digitized by Google

bewegen en waarmede de zoogenaamde *K*-schil van het atoom bezet is, nog een derde electron. Zoo heeft *Be* vier electronen buiten de kern, *B* vijf, *C* zes en *N* zeven. Om nu analoge electronenconfiguraties te krijgen bij verschillende kernladingen is het dus noodig *Be* één electron, *B* twee, *C* drie en *N* vier electronen te ontnemen. Millikan en Bowen hebben nu de spectra van zulke „geplukte" atomen (stripped atoms) onderzocht, alzoo de spectra van het lithiumatoom, van het enkelvoudig geioniseerde *Be*, van het tweevoudig geioniseerde *B* enz. aan een vergelijkend onderzoek onderworpen. De spectra van al deze genoemde atoomconfiguraties vertoonen een doubletstructuur. In het bijzonder onderzochten Millikan en Bowen de grootte der afstanden der componenten van deze doublets, in afhankelijkheid van de kernlading. Zij kwamen tot het zoo belangrijke resultaat, dat voor de gevonden doublets de relativistische formules voor de Röntgendoublets geldig waren.

Nadat van verschillende zijden op de hiermee samenhangende moeilijkheden gewezen was, hebben Goudsmit en Uhlenbeck van het optreden dezer z.g. „relativiteitsdoubletten" eene verklaring gegeven, door de hypothese in te voeren, dat het electron tijdens zijn omloop om de kern van het atoom tegelijk om zijn eigen as draait. Vergelijken we de beweging van het electron om de kern met de jaarlijksche beweging der aarde om de zon, zoo correspondeert de eigen rotatie van het electron met de dagelijksche draaiing onzer planeet om haar as. Hoewel de schrijvers zelf de moeilijkheden noemen, waarop ze bij verdere ontwikkeling hunner theorie stooten, is de door hen ingevoerde hypothese zeer het vermelden waard, omdat met haar hulp verschillende bijzonderheden der spectra beschreven kunnen worden. Volgens Goudsmit en Uhlenbeck treedt de doubletstructuur in de besproken spectra op, door de energieverschillen, welke optreden, als bij overigens gelijke electronenbeweging om de kern, de rotatie van het electron gelijke of tegengestelde richting heeft als de „jaarlijksche" beweging.

Millikan en Bowen onderzochten ook de spectra van een reeks atomen, waarbij behalve de vol bezette edelgasschillen nog twee electronen aanwezig zijn. Zooals de spectra van *Be*, van het enkelvoudig geioniseerde *B*, van het tweevoudig geioniseerde *C* enz., alsook die van Mg, Al^{+}, Si^{++} enz.

Inplaats van in te gaan op de détails der belangrijke resultaten, welke ook hier verkregen werden, noem ik nog enkele terreinen

Digitized by Google

van onderzoek, welke in het vacuumspectraalgebied braak liggen. Zoo is het doorlatings- en reflectievermogen der materie voor stralen van zeer korte golflengten nog volkomen onbekend. Ook zouden onderzoekingen van lichtelectrische en photochemische verschijnselen in dit spectraalgebied van groot belang zijn. Het is niet mijn bedoeling daarover te gaan uitwijden; ik wilde U slechts schetsen, welk een wijd veld van arbeid voor den experimentator in het vacuumultraviolet ontsloten is en hoe de exploratie van dit spectraalgebied er mede toe mocht bijdragen een beter inzicht te verkrijgen in verschillende verschijnselen, welke de electrische geleiding door gassen betreffen.

EEN GEVAL VAN TOTALE REFLECTIE IN EEN HALVEN BOL

door A. J. M. WANDERS.

Prof. Zeeman maakte mij op het eigenaardig lichteffect opmerkzaam, dat zich voordoet op het glad geslepen bovenvlak $A\,B\,C\,D$ van een middendoor gesneden glasbol: Een breede zilverkleurige band rondom, verdeeld door concentrische ringen, welke zich naar den rand toe dichter opeenhoopen. Bij een halven glasbol met straal 1.49 cm en brekingsindex $\mu = 1.61$ was de breedte van den band 0.56 cm.

De oorzaak van dit verschijnsel is te zoeken in totale reflectie. Let men op een bepaalden straal, in willekeurige richting vanuit een punt P op het bovenvlak $A\,B\,C\,D$, den bol ingaande, dan snijdt deze het boloppervlak in een punt Q. Onderstel dat hij wordt gereflecteerd. Volgens Snellius zal de teruggekaatste straal met den invallenden en de normaal op het terugkaatsend oppervlak in één vlak liggen. Omdat de normaal in ons geval de radius van den bol is, zullen beide lichtstralen gelegen zijn in een vlak door het middelpunt en punt P. De een of meermalen teruggekaatste straal snijdt het bovenvlak wederom in een punt

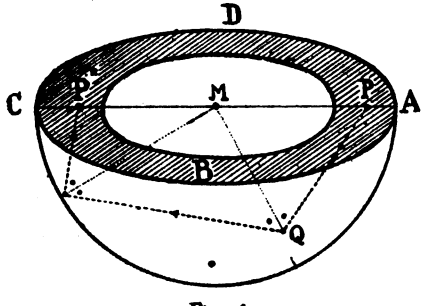


Fig. 1.

Digitized by Google

van de middellijn $P\,M$. Hieruit volgt dat men zich bij de teekening van zulken stralenloop kan beperken tot genoemd vlak door het middelpunt.

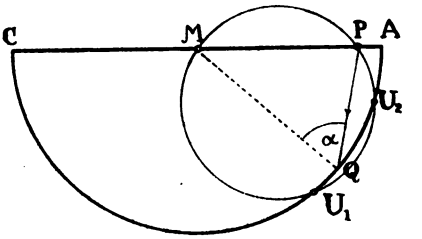


Fig. 2.

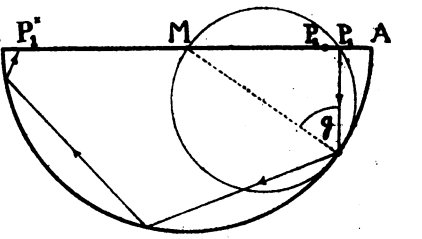


Fig. 3.

Laat $A\,Q\,C$ zulk een vlak zijn (fig. 2). M is dan het m. p. van den bol. Laat vanuit P een straal $P\,Q$ vertrekken. Dan zal deze teruggekaatst worden, indien $\angle\,\alpha$ grooter is dan de grenshoek. Men vindt de grenzen waarbinnen dit geschiedt blijkbaar door een cirkelboog op $M\,P$ te beschrijven, die dezen grenshoek g bevat. Zijn de snijpunten met den omtrek $A\,Q\,C$: U_1 en U_2, dan vindt in alle punten van den boog $U_1\,U_2$ totale reflectie plaats. Alle stralen die buiten dit interval op de grenslijn vallen, worden de lucht in gebroken. Om het geheele gebied $U_1\,U_2$ op den halven bol (dus in de ruimte) te krijgen heeft men de figuur slechts om $A\,C$ te laten wentelen.

Construeert men den cirkelboog door M, die $\angle\,g$ bevat en die verder de grenslijn raakt, dan heeft men in het snijpunt met de middellijn het punt P_1 gevonden, waarvan slechts één enkele straal uitgaat die gereflecteerd wordt (fig. 3). Alle stralen (stereometrisch) vanuit P_1, welke totaal gereflecteerd worden, komen samen in $P_1{}^{\times}$. Omgekeerd zal er, in de geteekende vlakke doorsnede, onder de stralen die van $P_1{}^{\times}$ uitgaan, één zijn die in P_1 komt. Gelijk onmiddellijk blijkt, kan er geen punt P zijn (waarvan stralen zouden uitgaan, welke totaal gereflecteerd worden), dat dichter bij M is gelegen dan P_1 (b.v. P_2); immers een cirkel op $M\,P_2$ die $\angle\,g$ bevat, heeft geen enkel punt meer gemeen met de grenslijn. Zoodat bij P_1 de totale reflectie ophoudt, totaal teruggekaatste stralen alleen tusschen A en P_1 het bovenvlak kunnen treffen en dus $A\,P_1$ de breedte van den zilverkleurigen band moet zijn. Is R de straal van den halven bol, dan volgt onmiddellijk: $M\,P_1 = R \sin g$. Of, omdat $\sin g = 1/\mu$,

Digitized by Google

$$M P_1 = \frac{R}{\mu}.$$

In ons bovenstaand geval was $R = 1.49$ cm en $\mu = 1.61$, zoodat dus $M P_1 = 1.49/1.61 = 0.93$, en $A P = 1.49 - 0.93 = 0.56$ cm wordt, wat inderdaad werd waargenomen.

De verklaring van den geheelen band is nu verder eenvoudig genoeg. Van alle stralen in 't vlak van teekening, die tusschen A en P_1 op het bovenvlak invallen wordt een aantal totaal teruggekaatst, die op hun beurt het bovenvlak wederom treffen over een afstand $C S_1 = A P_1$. Het geheel der tusschen A en P_1 invallende stralen krijgt men door wenteling van de doorsnede om $A C$. Alle mogelijke stralen tenslotte door wenteling van de geteekende figuur om een lijn door M, $\perp$ bovenvlak (dus $\perp A C$).

De verklaring der waargenomen ringen is niet zoo eenvoudig. Omtrent hun wijze van ontstaan kan men zich eenigszins een denkbeeld vormen op de volgende manier: Men denke zich weer een doorsnede $A Q C$, en de van buiten op het bovenvlak invallende stralen die in het vlak van teekening liggen (fig. 4). Men kan dan de op het stuk $M A$ in alle richtingen invallende, en tusschen M en C in een bepaalde richting uittredende stralen rangschikken en vragen naar die, welke tusschen M en C b.v. loodrecht op $M C$ uittreden, en die binnen den bol slechts *tweemaal* teruggekaatst zijn (fig.). Men zal daarvoor vinden een bundel, die tusschen S_1 en S_1' gelegen is, waarvan dus geen uittredende stralen zich buiten deze grenzen bevinden. Eveneens naar stralen die aan alle bovenstaande voorwaarden voldoen, maar die *driemaal* teruggekaatst zijn: ze zullen liggen tusschen S_2 en S_2' (zie figuur 5, waar de afstand van C tot M vergroot is voorgesteld. Tusschen S_1 en S_1' ligt de eerstgenoemde uittredende bundel, tusschen S_2 en S_2' de tweede). Een verdere bundel, welke een viermalige reflectie heeft ondergaan ligt tusschen S_3 en S_3'. De grenzen van de bundels zijn in de figuur verbonden door horizontale

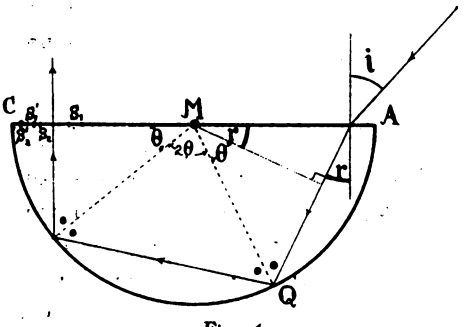


Fig. 4.

Digitized by Google

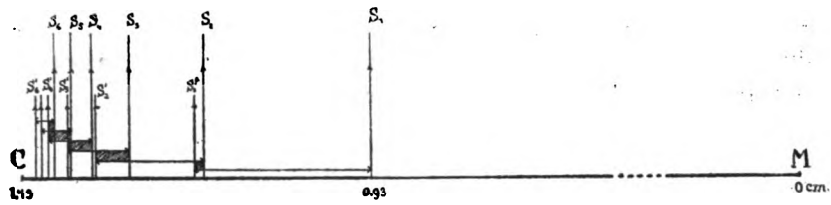


Fig. 5.

dubbelpijlen. Op deze manier kan men natuurlijk doorgaan, tot stralen met een willekeurig aantal reflecties binnen den bol. Telkens zal, gelijk uit eenvoudige berekening blijkt, de afstand der punten S_i en S_i' kleiner worden, terwijl het interval meer naar links verschoven zal zijn. Men kan dan aannemen dat de heldere ringen dáár ontstaan, waar meerdere soorten stralen over elkaar liggen (gearceerde gebieden). Hetzelfde kan men berekenen voor uittreding in elke willekeurige richting. Dat de waargenomen ringen echter niet geheel met de berekende samenvallen zal dan zijn oorzaak vinden in de omstandigheid, dat bij boven aangegeven berekening slechts gelet is op stralen welke in het vlak der doorsnede gelegen zijn. Wil men echter alle stralen in aanmerking nemen, dan wordt de berekening zeer ingewikkeld, indien ze al geheel uitvoerbaar mocht zijn.

Een geidealiseerd geval heeft men, als alleen stralen van een bepaalde richting in- zoowel als uittreden. B.v. beide loodrecht op het bovenvlak. Dit is te verwezenlijken door het halve bolletje op den bodem van een langen nauwen kartonnen koker te leggen. Kijkt men er van boven in, dan ziet men slechts fijne hel verlichte ringen, die wederom naar den rand (v. h. bovenvlak) toe talrijker worden. Van den zilverkleurigen band is dan niets meer te zien. De berekening in dit geval is zeer eenvoudig Immers, men heeft practisch alleen stralen die loodrecht invallen en eveneens uittreden. De binnenste ring ontstaat tengevolge van 2-, de volgende door 3-malige reflectie binnen den bol, enz. Ondergaat de lichtstraal m reflecties binnen den bol, dan is de middellijn van den helderen ring die ontstaat $2\,R\cos 90°/m$. Hoe nauwer men de opening boven maakt, hoe fijner de ringen worden, hetgeen natuurlijk duidelijk is.

Toepassing: *Een eenvoudige Refractometer.*

Uit het feit dat de breedte van den zilverkleurigen band afhangt van den brekingsindex, volgt dat men met behulp van den halven

Digitized by Google

glasbol brekingsexponenten kan bepalen. Immers: is de brekingsindex van het glas weer μ en van de omringende middenstof in 't algemeen n (bij lucht dus $= 1$), dan is

$$\sin g = \frac{1}{\mu : n} = \frac{n}{\mu},$$

of

$$n = \mu \sin g = \frac{\mu}{R} . M P_1 . \quad (1)$$

Hieruit blijkt dat de n evenredig is met den afstand $M P_1$. Bevindt zich het halve bolletje in lucht, dan zal de breedte van den ring maximaal zijn. Bevindt het zich in een vloeistof, dan neemt die breedte af, naarmate de brekingsindex van de vloeistof toeneemt. Is $\mu_{vl} = \mu_{glas}$, dan is de breedte van den ring nul. Het eenvoudig verband blijkt uit (1).

Krast men nu een fijne schaalverdeeling op het bovenvlak langs de lijn $M A$, loopende van P_1 tot aan den rand (fig. 3), dan zal de brekingsindex van de omringende vloeistof (waarvan maar weinig noodig is) direct afgelezen kunnen worden, mits die verdeeling daarop is ingericht, wat met behulp van (1) gemakkelijk te bereiken valt. Bij een halfbolletje van 4 cm middellijn en $\mu = 1.62$ plaatst men 7 streepjes, beginnende bij 1.24 cm vanaf het middelpunt, en allen op 1.24 mm onderlingen afstand. Bij die streepjes zet men de getallen 1.0, 1.1, 1.2, tot en met 1.6. Reikt de binnenste grens van den band tot 1.3, dan is de brekingsindex van de vloeistof 1.3. Tienden van den afstand tusschen twee streepjes zijn goed te schatten, zoodat de nauwkeurigheid in de afgelezen waarde van den brekingsexponent grooter is dan 1 %.

Zusammenfassung.

Eine Glashalbkugel zeigt auf dem ebenen Teil der Oberfläche einen silberfarbigen Rand, verteilt in eine grosze Zahl schmaler konzentrischer Ringe.

Er wird versucht diese Erscheinung zu erklären. Wie gezeigt wird kann das Halbkügelchen dienen zu einem einfachen Refraktometer, womit eine Brechungsexponentenbestimmung von Flüssigkeiten bis auf mehr als 1% genau vorgenommen werden kann.

BOEKBESPREKING.

F. W. Aston, **Seventh Earl Grey Memorial Lecture**, 23 blz. — Oxford University Press, Humphrey Milford, London 1925.

Dit boek 23 bladzijden dik geeft in hoofdzaak de bekende onderzoekingen van Aston weer over het verschijnsel der isotopie bij gewone elementen.

Het is populair en aangenaam geschreven. d. H.

Digitized by Google

P. W. Bridgman. **A condensed Collection of Thermodynamic Formulas,** 34 blz. — Humphrey Milford, Oxford University Press, London 1925. Prijs sh. 6/6 net.

Deze verzameling bevat eenige reeksen thermodynamische formules, die deels betrekking hebben op stelsels met twee graden van vrijheid, zooals b.v. een homogene enkelvoudige stof, deels op een verzadigd complex van twee phasen van een enkelvoudige stof.

De schrijver beoogt een hulpmiddel te geven, dat in staat stelt iedere thermodynamische betrekking voor genoemde stelsels te vinden langs formeelen weg ("by a routine procedure") zonder verdere toepassing van de thermodynamika. Eliminatie van grootheden tusschen algebraïsche vergelijkingen en, in het geval dat men met de tweede afgeleiden te doen heeft, ook differentiatie, zijn de eenige bewerkingen, die men daarbij heeft toe te passen.

In de toelichting, die aan de tabellen voorafgaat, beschouwt de schrijver voor de homogene, enkelvoudige lichamen 10 veranderlijke grootheden n.l. p, T, V, de entropie η, dQ (hoeveelheid warmte), dA (uitwendige arbeid) U (inwendige energie), de ψ- ζ- en χ-functies. Deze 10 grootheden kunnen $10 \times 9 \times 8 = 720$ eerste afgeleiden van den vorm $\left(\frac{\partial x_1}{\partial x_2}\right)_{x_3}$ opleveren. Vervolgens, als men zich bepaalt tot die thermodynamische betrekkingen, waarin 4 van deze differentiaalquotienten optreden, komt men tot een totaal van 11×10^9 van zulke vergelijkingen.

Door toepassing van verschillende kunstgrepen wordt bereikt, dat 10 groepen ieder van 9 formules ten slotte voldoende zijn om dit geheele aantal betrekkingen machinaal af te leiden.

Om een voorbeeld te geven: in een der groepen vindt men

$$(\partial T)_\eta = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \text{ en ook } (\partial p)_\eta = -\frac{c_p}{T}.$$

Met de eenigszins symbolische notatie van het eerste lid wordt bedoeld, dat in de eerste formule T, in de tweede p zijn gedifferentieerd naar een grootheid α, welke niet nader behoeft te worden aangeduid, doch welke voor een bepaalde groep steeds dezelfde is. Bovendien zijn de 9 formules, behoorende tot één groep daardoor gekenmerkt, dat bij de differentiatie naar α steeds eenzelfde grootheid, zooals η in de gegeven voorbeelden, wordt constant gehouden.

Men behoeft nu de bovenstaande vergelijkingen eenvoudig maar op elkaar te deelen om een bekende thermodynamische betrekking te verkrijgen nl.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_\eta = -\frac{T}{c_p}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p.$$

De tabel met tweede afgeleiden, door den schrijver gegeven, stelt in staat een aantal van $9{,}5 \times 10^{21}$ vergelijkingen te vinden, in ieder waarvan 5 tweede afgeleiden voorkomen.

In de derde plaats bevat het boekje een tabel van formules met eerste afgeleiden voor een verzadigd complex van twee phasen en ten slotte eenige voorbeelden van de wijze van gebruik dezer tabellen. Het geheel is keurig verzorgd.

Het is zeker merkwaardig, dat een zoo groot aantal thermodynamische vergelijkingen in zulk een kort bestek zijn samen te vatten. De vraag kan echter

Digitized by Google

worden gesteld of aan zulk een verzameling behoefte bestaat, of deze tafels naast onze logarithmentafels een plaats zullen vinden. Misschien in Amerika wel; in onze omgeving verwacht ik dat voorloopig nog niet. Men kan zich moeilijk voorstellen, dat iemand, die niet thermodynamisch geschoold is, de tabellen met vrucht zal kunnen gebruiken. En degene, die wel met de thermodynamika vertrouwd is, zal de weinige vergelijkingen, die zich gewoonlijk voordoen, gemakkelijker en meestal sneller kunnen terugvinden door directe toepassing van de thermodynamische methoden.

In ander opzicht kan de inhoud van dit boekje wel van nut zijn, nl. als uitgebreid oefenmateriaal bij de studie van de thermodynamika. Men heeft zich dan slechts tot taak te stellen de formules, die er in gegeven zijn, zelf af te leiden. Doch dit zal de schrijver er wel niet in de eerste plaats mede bedoeld hebben.

M. d. H.

E. E. Mogendorff, **Natuurkunde voor het voorbereidend hooger onderwijs**, Derde deel B, **Electriciteit en Magnetisme**, 213 blz., 199 fig. — Noordhoff, Groningen 1925, prijs f 3,75.

Met de verschijning van deel 3 B is thans het leerboek van Dr. Mogendorff voltooid (zie ook dit tijdschrift I, blz. 187, III, blz. 225 en IV blz. 276); dit laatste deel behandelt het magnetisme, de electrostatica en de galvanische electriciteit, waarbij zich aansluiten twee hoofdstukken, resp. over de ionisatie van gassen, electrische ontlading door verdunde gassen, kathodestralen, anodestralen, Röntgenstralen, radioactieve stoffen en over de electrische vonk, electrische trillingen, electromagnetische golven, draadlooze telegrafie en telefonie, electromagnetische lichttheorie. Vermelding verdient, dat in het bijzonder de draadlooze telegrafie en telefonie wat uitvoeriger behandeld worden dan gewoonlijk in de elementaire leerboeken het geval is. Terecht merkt schrijver in zijn voorwoord op, dat de groote belangstellig voor dit gedeelte van de natuurkunde, aanleiding geeft daaraan meer aandacht te besteden.

In dit leerboek zijn de paragrafen, die naar des schrijvers oordeel uitsluitend voor B-leerlingen bestemd zijn, met een B-gekenmerkt. In het algemeen zal het afhangen van de opvattingen van den docent, welke onderdeelen hij wil overlaten tot de behandeling in de zesde klasse, en welke paragrafen hij misschien zelfs geheel zal weglaten of eventueel zal aanvullen. Zoo juist schreef Dr. J. J. le Roy als motto in zijn bekend leerboek: „Het leerboek moet de les begeleiden, niet beheerschen", zoo zal ook Dr. Mogendorff het opvatten; blijkens mededeeling van den schr. is het dan ook zijne bedoeling, „alleen dat deel van den inhoud te behandelen waarvoor de tijd toereikend is, in verband met de capaciteit van de leerlingen, welke nogal uiteenloopend kan zijn".

Werd bij de bespreking van deel 3 A gewezen, op het gemis van een tabel met golflengten en brekingsindices, dan dient thans te worden vermeld, dat deze tabel aan het einde van 3 B te vinden is.

Wat voorts deel 3 B betreft, geeft noch de inhoud, noch de behandeling aanleiding tot veel opmerkingen. Slechts zij hier gewezen op de behandeling van de electromagnetische inductie (Hst. XIII); het komt ons voor dat een andere rangschikking van de leerstof aan de duidelijkheid ten goede zal komen. Zoo is in § 2 van het genoemde hoofdstuk het logisch verband eenigszins zoek en zou

Digitized by Google

de regel van Maxwell beter bij § 3 geplaatst kunnen worden; dat § 3 met de letter B is voorzien, is misschien een practisch bezwaar, dat aan den anderen kant gemakkelijk zou zijn te ondervangen, door bijv. § 6 te doen voorafgaan en daarin den regel van Maxwell op te nemen. Ook missen wij in dit hoofdstuk het verband tusschen volta-inductie en magneetinductie, alsmede de rechterhandregel van Fleming, die juist in verband met den, wel genoemden, linkerhandregel zoo geschikt kan dienen om de wet van Lenz te verduidelijken. Waar voorts schr. zelf in § 1 de traagheid noemt, verwondert het ons, dat hij dit denkbeeld in § 7 (handelend over zelfinductie) niet duidelijker heeft uitgewerkt. Toe te juichen is de inlassching van een paragraaf over den schijnbaren weerstand bij wisselstroomen, alsmeden over den invloed van een capaciteit in den wisselstroomketen; vooral met het oog op de verklaring der draadlooze telegrafie is dit van veel belang.

Ten slotte herhalen wij, wat we bij onze bespreking van het eerste deel zeiden: alles bij elkaar genomen is Dr. Mogendorff er in geslaagd een zeer bruikbaar leerboek samen te stellen, waarmee we den schrijver gaarne succes wenschen.

G.

M. van Haaften, **Reziprokentafel aller ganzen Zahlen von 1 bis 10000.** Ausgabe F. von Noordhoff's Tafeln, 50 blz. — P. Noordhoff, Groningen 1926 Prijs geb. f 2.40.

Deze tafel behoort tot de soort die, hun materieelen inhoud aan anderen ontleend, practische doeleinden dienen door de wijze waarop ze dezen inhoud formeel weergeven. Op een uitvoerige inleiding die bijzonderheden over de constructie geeft naast voorbeelden van toepassing en allerhand historische gegevens, volgt een reeks van 50 bladzijden, die, in 4 kolommen elk, bevatten voor de getallen van 1 tot 10000 de reziproke waarden in 7 cijfers, waarbij alle nullen vóór het eerste cijfer weggelaten zijn. De druk is duidelijk, zoowel wat contrast als cijfer-type aangaat, de rangschikking overzichtelijk, één-dimensionaal. Veel zorg is besteed aan het elimineeren van fouten.

Voor algemeene doeleinden is de gemakkelijkheid van het gebruik eenigszins beperkt door de moeilijkheid van eventueele interpolatie; de verschillen kunnen tot 9990 oploopen; hulptafels voor interpolatie ontbreken.

J. W. Jr.

M. v. Laue. **La theorie de la Relativité.** Traduction faite d'après la quatrième édition allemande, revue et angmentée par l'auteur. Par Gustave Létang. Tome II.

Een uitvoerige bespreking van de experimenteele gegevens omtrent de zwaartekracht opent dit tweede gedeelte van het handboek van den bekenden schrijver. In het bijzonder viel ons op de twijfel aan overeenstemming, tusschen de volgens Einstein's theorie berekende beweging van het perihelium van Mercurius en de waargenomene en aan den anderen kant de meening, dat experimenteel de bekende theoretisch voorspelde „roodverschuiving" steeds duidelijker wordt. Duidelijk en niet te uitvoerig zijn in het werk de beschouwingen over keuze en transformatie der vier coördinaten. Terecht ontbreekt o.i. de in de Duitsche uitgave voorkomende bespreking van covariante en contravariante coördinaten. Er volgt een heldere en beknopte uiteenzetting der tensoranalyse, welke in hoofdzaak steunt op de theorie der geodetische lijnen en der „evenwijdige" verplaatsing. Zeer fraai en leerzaam is het hoofdstuk over niet-Euclidische meetkunde. De hierin behandelde

Digitized by Google

theorie der sferische ruimten wordt in de volgende hoofdstukken eenige keeren benut.

De toepassing der *A. R.* op de physica begint met een hoofdstuk over het electromagnetisme. Het bewijs, dat voor lichtstralen $ds = 0$ geldt, kan eenvoudiger geleverd worden. Bij de afleiding van den electromagn. energietensor valt het ons op, dat door het blijven gebruiken van het Σ-teeken de vele formulees nog minder overzichtelijk worden.

De differentiaalvergelijkingen van het gravitatieveld worden besproken, waarbij de mogelijkheid van een „kosmische" term reeds wordt opengelaten. Beschouwingen over het variatieprincipe in de *A. R.* met de, naar 't schijnt helaas, onafscheidelijken baaierd van formules en berekeningen, worden hieraan vastgeknoopt.

Eenige volgende hoofdstukken zijn gewijd aan stationnaire oplossingen der grondvergelijkingen, in het bijzonder aan die van Schwarzschild voor een massapunt en voor een onsamendrukbaren massieven bol.

Wat in de Duitsche uitgave ontbreekt, vinden we in de Fransche bewerking wel n.l. de „Kosmologische Betrachtungen" van Einstein en de Sitter. De bespreking van dit boeiende gedeelte der *A. R.* zou misschien wat uitvoeriger kunnen zijn. Ook het gravitatieveld om een electron krijgt een beurt; niet het veld *in* een electron, hoewel dat wellicht ook van belang zal blijken te zijn.

Het werk eindigt, afgezien van eenige korte mathematische aanhangsels, met een beknopte uiteenzetting van de materie-theorie van Mie. Over de bekende pogingen van Weijl en Eddington tot uitbreiding van de *A. R.* wordt niets gezegd. Alles te samen genomen een mooi en duidelijk, maar uit den aard der zaak moeilijk werk. Bij een volgende druk zullen natuurlijk vele drukfouten verdwijnen en zal de verwijzing naar bladzijden en formules nauwkeuriger zijn. v. d. B.

A. Seitz, **Joseph Fraunhofer und sein optisches Institut**, 118 blz., 6 platen. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 4.80, geb. R. M. 5.70.

Ter gelegenheid van de honderdjarige herdenking van Fraunhofer's overlijden, zijn verscheidene goede tijdschriftartikels over hem verschenen. Het is opvallend dat daarin zoo weinig positiefs te vinden is over zijn leven. Blijkbaar ging de groote geleerde zoo geheel op in zijn wetenschappelijken en technischen arbeid, dat zijn uitwendige levensomstandigheden door hemzelf als iets bijkomstigs werden beschouwd.

Des te belangrijker is het, dat Seidz een tot dusver onuitgegeven reeks documenten te voorschijn heeft gehaald uit de verzameling oorkonden van het Deutsches Museum te München. Deze documenten toonen ons hoofdzakelijk Fraunhofer in zijn dagelijkschen arbeid, als leider van de beroemde optische fabriek van Utzschneider en Reichenbach. Wij kunnen geen betere omgeving wenschen om den mensch Fraunhofer te beoordeelen; in zijn werk leefde hij zich uit, daar was hij het meest zichzelf. Wij zien hier, hoe hij de geheele werkzaamheid van de fabriek tot in bijzonderheden overzag; hoe hij instructies gaf aan zijne werklieden, klaar, ordelijk, nauwkeurig; wij lezen de uitvoerige aanwijzingen die hij eigenhandig schreef voor het opstellen van den grooten kijker te Dorpat, en die in hun soort van klassieke schoonheid zijn. Van groot geschiedkundig belang zijn de stukken die betrekking hebben op de onderhandelingen van Utzschneider met den glastechnicus Guinand, die de vervaardiging van het

Digitized by Google

optische glas voor de fabriek op zich had genomen. Verder, de achtereenvolgende prijslijsten der firma Utzschneider en Fraunhofer, toen zelfs in de Astronomische Nachrichten en in de Annalen des Physik und Chemie opgenomen, en gewichtige aanwijzingen gevende omtrent den vooruitgang der optische techniek.

Seitz heeft van deze documenten een levend geheel gemaakt, door ze te plaatsen in de omlijsting van Fraunhofer's biographie. Men zoeke hier echter niet naar een uitzetting van Fraunhofer's wetenschappelijke ontdekkingen of naar bezielde lofredenen. Het commentaar is sober; de stukken spreken voor zichzelf.

Zes mooie, zeldzame fac-simile's en portretten versieren het aardige boekje.

M. M.

J. A. Crowther, **Ions, Electrons and Ionizing Radiations**, 4 th Edition. 328 blz., 109 fig. — Edward Arnold & Co., London 1924. Prijs 12 sh. net.

In dit boek worden in beknopten vorm achtereenvolgens behandeld de verschijnselen, die zich voordoen bij ontlading van electriciteit in gassen, de eigenschappen van kathode- en kanaalstralen, de emissie van thermoëlectronen, de photo-electrische verschijnselen, de Röntgenstralen, de α-, β-, en γ-stralen, de radioactieve omzettingen en de radioactieve elementen, en tenslotte de electronentheorie der materie benevens het atoommodel van Bohr. Het werk is aangenaam en duidelijk geschreven en alleszins geschikt ter inleidende bestudeering van deze onderwerpen. Hier en daar vallen er echter kleine opmerkingen te maken. Zoo had bij de bespreking van de emissie van thermoëlectronen melding kunnen worden gemaakt van de nieuwere formules hieromtrent, die eenigszins van die van Richardson afwijken. De theorie van Townsend omtrent de stootionisatie door positieve ionen wordt zonder meer aanvaard, niettegenstaande de critiek, waaraan deze heeft blootgestaan. Verschillende vormen van de electrische ontlading in gassen worden vermeld zonder dat er eene poging wordt aangewend deze vormen, die, wat den verschijningsvorm betreft, vrij sterk verschillen, nader physisch te definiëeren. Bij de bespreking van de electromagnetische massa van het electron en de afhankelijkheid hiervan van de snelheid hadden de proeven van Schaefer niet achterwege moge blijven, terwijl bij de behandeling van de β- en γ-stralen de onderzoekingen van Frl. Meitner genoemd hadden kunnen worden. Afgezien echter van dergelijke kleine leemten en tekortkomingen kan de lezing van dit boek zeer worden aanbevolen.

E.

Charles L. R. E. Menges, **Nouvelles vues Faraday-Maxwelliennes** (supplément), 44 blz., 6 fig. — Gauthier-Villars, Paris 1924.

Dit boekje, hetwelk een vervolg is op een ander met denzelfden titel, beoogt eene bestrijding van de ideeën der relativiteitstheorie. Over verschillende optische verschijnselen, die door middel van deze theorie eene verklaring knnnen vinden, worden uiteenzettingen gegeven. Eigenaardig is echter, dat schr. ter verklaring daarvan gebruik maakt van het beginsel van de constante lichtsnelheid in vacuo onafhankelijk van eventueele beweging van de lichtbron, welk beginsel juist geheel in overeenstemming is met de relativiteitstheorie. De bedoeling van het betoog is dan ook niet geheel duidelijk.

E.

Digitized by Google

H Kayser, **Tabelle der Hauptlinien der Linienspectra aller Elemente nach Wellenlänge geordnet**, 198 blz. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs geb. R. M. 24.

Zooals bekend is, heeft Kayser in de VIe band van zijn bekende „Handbuch der Spektroskopie" tabellen der sterkste spectraallijnen van alle elementen gegeven. Deze tabellen, welke in 1913 uitgegeven werden zijn thans sterk verouderd, daar sinds het verschijnen de nauwkeurigheid der golflengtemetingen zeer vergroot is en onze kennis de spectra, zoowel in het ultrarood als in het uiterst ultraviolette deel van het spectrum, verrijkt is met een menigte van nieuwe lijnen. Bovendien is sindsdien het optreden van zeer verschillende spectra bij eenzelfde element door de analyse der spectra van enkel- en meervoudig geioniseerde atomen duidelijk geworden.

Kayser heeft zich thans de groote moeite getroost, de bedoelde tabellen geheel opnieuw te bewerken. In de nieuwe thans als afzonderlijk boek van 198 bladzijden uitgegeven tabellen, vindt men in het totaal 19000 lijnen opgenomen, hetgeen vrijwel een verdubbeling beteekent van het aantal lijnen, welke in de oude tabellen voorkwamen. Dit grooter aantal volgde niet alleen uit de uitbreiding van het spectraal gebied, dat zich thans uitstrekt van 9,0850 μ tot 124 *A*. *E*. maar ook, doordat nu niet alleen de sterkste doch ook zwakkere lijnen opgenomen zijn.

De golflengten zijn opgegeven volgens de internatinale schaal en in zooveel decimalen, dat de samensteller het laatste cijfer tot op $\pm$ 3 eenheden juist acht. Achter de waarde der golflengten vindt men het symbool van het element, waartoe de lijn behoort, alsmede gegevens aangaande de intensiteit der lijnen in den boog, vonk of Geisslersche buis. Zooals de samensteller zelf uitdrukkelijk vermeldt, zijn deze gegevens zeer onvolkomen, onzeker en willekeurig. Het is duidelijk, dat men niet zonder meer de intensiteiten van spectraallijnen van verschillende elementen vergelijken kan. Ook worden de intensiteiten der spectraallijnen van een bepaald element door zeer verschillende voorwaarden bepaald; bovendien is het vrijwel onmogelijk de door verschillende waarnemers geschatte waarden met elkaar te combineeren. Hoe onvolkomen deze gegevens echter ook zijn, toch heeft de schrijver goed gedaan, ze niet geheel achterwege te laten.

Bij de druk is daarmede rekening gehouden, dat het bij gebruik der tabellen hier en daar noodig zal zijn kleine aanvullingen bij te voegen. Zoo viel het me bv. op, dat de $1S - mP$ heliumlijnen van Lyman in het uiterste violet niet vermeld staan. Teneinde dergelijke toevoegingen mogelijk te maken, zijn de tabellen afgedrukt op schrijfpapier, terwijl voldoende ruimte voor aanvullingen vrijgelaten is.

Het enorm werk, dat aan het bewerken van deze tabellen besteed is, zal door velen op hoogen prijs gesteld worden. H. B. D.

M. Möller, **Die Wellen, die Schwingungen und die Naturkräfte**, Erster Teil, Lieferung 1: Die fortschreitende Wasserwelle, 131 blz., 40 fig. — Fried. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., Braunschweig 1926. Prijs R. M. 5.

Wie dit werkje ter hand neemt in de hoop daarin een duidelijke behandeling van de golfbewegingen aan een wateroppervlak te vinden, zal zich teleurgesteld voelen. Tal van verschijnselen worden vermeld waarop niet dieper wordt ingegaan; de stijl mist over het algemeen de noodige klaarheid, en de afleidingen der formules moet men vaak in details nagaan, om te zien in hoeverre de gedachte juist is.

Digitized by Google

De op blz. 19 en 20 gegeven vergelijkingen voor de sprongsgewijze verhooging van het niveau van een rivier zijn onjuist; de tweede in 't bijzonder is afgeleid uit de energievergelijking in plaats van uit het theorema van hoeveelheid van beweging, hetwelk hier toegepast had moeten worden. Als voorbeeld van een onjuiste terminologie kan een zin van blz. 88 aangehaald worden: „. . . . potentielle Energie besitzt keine Richtung, kinetische Energie dies aber sehr wohl, nämlich diejenige der bewegten Masse, z.B. des eilenden Geschosses". De op blz. 61/62 ter sprake gebrachte eigenaardige opvattingen over statische electriciteit en eenige andere uitweidingen verhoogen de leesbaarheid van het boekje niet, evenmin als de talrijke verwijzingen naar formules in andere publicaties van den schrijver.

Op blz. 95 deelt de schrijver mede dat hij in 1876 reeds het verschijnsel der groepsnelheid bij golven op het water had opgemerkt, een jaar voor Reynolds' artikel over de voortplanting van golfgroepen en de snelheid waarmede de energie wordt overgebracht, in Nature verscheen (16, p. 343, 1877). Dit mag men hem ten goede houden (al is, volgens Lamb's Hydrodynamics, door Scott Russell en Stokes al voor Reynolds hierover geschreven); het neemt echter niet weg dat het hier besproken werkje van wetenschappelijk standpunt moeilijk kan worden aanbevolen. J. M. B.

E. Warburg, **Ueber Wärmeleitung und andere ausgleichende Vorgänge,** 106 blz., 18 fig. — Julius Springer, Berlin 1924. Prijs $ 1.40.

In dit kleine aardige boekje vindt men een groote hoeveelheid wetenswaardige gegevens.

Het behandelt in de eerste plaats de theorie der warmtegeleiding en de toepassing daarvan bij de uitwisseling van warmte in stationaire en niet stationaire processen. Verder een reeks van andere verschijnselen die op analoge wijze verloopen, zooals uitwisseling van concentratieverschillen door diffussie, van snelheidsverschillen door wrijving enz. Wat echter het boekje aardig maakt en het lezen er van een genot, zijn de voorbeelden, die de schrijver kiest om een en ander toe te lichten.

Dit boekje kan ieder die over dit gebied iets naders wil weten sterk aanbevolen worden. G. H.

W. Guertler, **Metallographie,** Band II, Teil 2, Heft 6, Lieferung 2, bearbeitet von A. Schulze, 371 blz., 183 fig. — Die elektrische und thermische Leitfähigkeit. 371 blz. 183 fig. — Gebrüder Borntraeger, Berlin 1924. Prijs f 30.—.

Dit deel van het handboek van Guertler behandelt het electrische geleidingsvermogen van metaallegeeringen. Evenals in de eerste aflevering, die over dezelfde eigenschappen van zuivere metalen handelt, vindt men er een groote hoeveelheid numerische gegevens verzameld. Daarnaast vindt men er een aantal regels, die de afhankelijkheid van het electrische geleidingsvermogen of de temperatuur coefficient van de samenstellingen voor de verschillende legeeringstypen bij benadering geven. Aan den invloed van kleine hoeveelheden bijmengsel op het geleidingsvermogen is een apart hoofdstuk gewijd. Bij het doorlezen treft ons hoe onbevredigend onze kennis van deze verschijnselen nog is. De afleiding van verschillende betrekkingen in dit boek zal den lezer eenigszins eigenaardig aandoen.

Digitized by Google

Bijv. formule 42 pag. 191 geeft een samenhang tusschen procentueele toename van de electrische weerstand P_z bij verhooging van de temp. tusschen 0 en 100° en de correspondeerende procentueele afname van het geleidingsvermogen P_a.

$$P_a = 100\ P_z\ /\ 100 + P_z.$$

Nu volgt: voor zuivere metalen geldt bij benadering, dat de spec. weerstand evenredig met de absolute temperatuur toeneemt waaruit $P_z = 36.63$ en dus volgens form. (42) $P_a = 26{,}80965$, dan volgt een tabel waaruit blijkt dat P_z van ongeveer 35 tot 67 varieert en P_a van 26 tot 40. Dit herinnert ons aan de eerste jaars student die met een aneroïde barometer de hoogte van het laboratorium bepaalde en deze tot in 7 cijfers nauwkeurig opgaf. G. H.

Victor F. Hess. — **Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen.** Sammlung Vieweg: Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik, Doppelheft 84/85, 174 blz., 14 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges., Braunschweig 1926. Prijs R. M. 9.50.

Onze kennis omtrent het elektrische geleidingsvermogen van onzen dampkring en van zijn ioniseering benevens van andere eigenschappen, op welke dat vermogen berust, is sinds de vruchtdragende onderzoekingen van Elster en Geitel bij den aanvang dezer eeuw ontzaglijk gegroeid. Bovendien kreeg ze een onverwachte uitbreiding door de uitkomsten der draadlooze telegraphie, terwijl omgekeerd sterk toenam de belangrijkheid dier kennis door het verband met dit uiterst gewichtig vraagstuk. Vooral door dit laatste zullen er tal van belangstellenden zijn, die wenschen wegwijs te worden ten opzichte van de wetenschap, die gewonnen is omtrent het voorkomen en ontstaan der ioniseeringstoestanden van den dampkring. Het onderhavige geschrift van Hess (die zelf een werkzaam aandeel in het onderzoekingswerk had) maakt dit voor dergelijke lezers op loffelijke wijze mogelijk door overzichtelijkheid, vereenigd met 'n gelukkig getroffen verhouding tusschen gemeenbegrijpelijke en theoretische behandeling, alsmede door 'n juist gekozen litteratuuraanhaling.

De indeeling van het werkje is logisch. Primo wordt het el. geleidingsvermogen van den dampkring behandeld. Men zou, nog duidelijker, van zijn ioniseering kunnen spreken, want het zijn de ionen in ons gashulsel, die de geleiding bewerkstelligen, en het hoofdstuk handelt over hun aard en lading, hun aantal en bewegelijkheid en over de werkwijzen om die eigenschappen te onderzoeken en te meten.

Secundo volgt de behandeling der ionisatoren. Dat zijn in hoofdzaak twee groepen: de radio-actieve bestanddeelen van aarde en atmospheer, en de z.g.n. hoogtestraling.

Voor de eerste is thans aangetoond (§ 21), dat de vaste aarde als eenige leverancier mag aangezien worden. En dat naast deze groep van ionisatoren een tweede moest bestaan, dat zou een onafwendbare gevolgtrekking zijn geweest, toen het ionengehalte boven de oceanen ongeveer gelijk werd bevonden te zijn aan dat boven de vastelanden. — Te voren (1911) was echter al de merkwaardige hoogtestraling onloochenbaar door Hess op ballonvaarten aangetoond. Terecht komt hij op tegen de voorstelling, alsof Millikan onlangs een nieuwe straling zou ontdekt hebben.

Digitized by Google

Of deze hoogtestraling (een ultragamma-straling; volgens Millikan met golflengte $4.0 - 6.7 \times 10^{-12}$ cm) van kosmischen oorsprong is — opbouw van atoomrijke radio-elementen in de gele reuzensterren (Nernst) — of een secondair solair stralingseffect van uitgeworpen positieve *H*-kernen (Schweidler), is nog onuitgemaakt.

Tertio volgt dan de behandeling van de ionen-delging door opslorping en verstrooïing en door hereeniging van positieve en negatieve.

In de slot-afdeeling van het werk wordt de balans opgemaakt. — Voor de vastelanden klopt ze, wanneer men toepast Schweidler's hereenigingswet, die een lineaire coëfficient bevat als gevolg van het in rekening brengen van de aanwezigheid der Aitken'sche stofkernen. Boven de oceanen ontbreken echter nagenoeg die kernen. Daarom moet de hereenigingswet met de quadratische coëfficient in toepassing gebracht worden. Doet men dat voor de ionen door de hoogtestraling verwekt, dan verkrijgt men reeds het waargenomen aantal per cm^3. Dus: al is de radioactieve ionisator afwezig, de op de oceanen zooveel werkdadiger hoogtestraling verklaart de vrijwel gelijke ionisatie boven continenten en oceanen?

De laatste paragrafen worden gewijd aan de ionisatie der stratospheer en het merkwaardige onderzoekingsmiddel dat daartoe de draadlooze seinen zijn. Deze wetenschap is nog in statu nascendi — litteratuur van het loopende jaar wordt aangehaald! — en te vergeven is het, dat de schrijver weinig uitvoerig is. Maar toch is het jammer, dat de behandeling wat mager is uitgevallen, in aanmerking genomen de hoogst gewichtige vragen, die hier aangeroerd worden. De auteur kondigt echter aan een uitvoerig werk over de atmospherische electriciteit door hem en Benndorf onder handen genomen.

Den breeden lezerskring, voor welken het hier besproken werk is geschreven, kan het met goed recht aanbevolen worden. W. v. B.

J. Franck en P. Jordan. **Anregung von Quantensprüngen durch Stösse,** 312 blz., 51 fig. — Julius Springer, Berlin, 1926. Prijs R. M. 19.50, geb. R. M. 21.—.

Het verschijnen van dit derde deel der door M. Born en J. Franck uitgegeven serie „Struktur der Materie" zal door velen met belangstelling tegemoet gezien zijn. Het bevat, kort gezegd, eene samenvatting en critische beschouwing van al die onderzoekingen, welke betrekking hebben op de wederkeerige wisselwerking bij stooten van electronen, atomen en moleculen en welke „die empirische Begründung der Grundsätze der Quantentheorie bilden". Nu is het den lezers bekend welk een uitgebreide literatuur in de laatste jaren aangaande dit gebied verschenen is. Door wie zou van al deze onderzoekingen beter een critisch bewerkt overzicht gegeven kunnen worden, dan door de genoemde schrijvers, leider en assistent van het laboratorium waarin zooveel onderzoekingen van fundamenteel belang voor de quantentheorie uitgevoerd zijn.

Het spreekt van zelf, dat een belangrijk deel van dit boekje ingenomen wordt door de beschrijving der methoden ter bepaling van critische potentialen der atomen door middel van electronenstooten. Aan het hoofdstuk, waarin deze methoden besproken worden, laten de schrijvers de behandeling der beweging van zeer langzame electronen in gassen en dampen voorafgaan.

In het derde hoofdstuk worden de met behulp van de electronenstootmethode gevonden waarden in verband gebracht met de door middel van de analyse der

Digitized by Google

spectra verkregen resultaten. Een kort overzicht der algemeene regelmatigheden in de spectra gaat hieraan vooraf. In het vijfde hoofdstuk worden besproken de onderzoekingen aangaande de waarschijnlijkheid van aanslag en ioniseering der atomen. De critische potentialen van moleculen (voorzoover mogelijk ook in verband gebracht met de resultaten der analyse der bandenspectra) worden in het zevende hoofdstuk behandeld.

Echter worden niet alleen die processen beschreven, waarbij de atomen of moleculen door electronenbotsing aangeslagen of geïoniseerd worden, doch uitvoerig worden ook die processen besproken, waarbij kinetische energie der atomen gebruikt wordt voor aanslaan en ioniseeren (stooten met positieve ionen, ionisatie bij hooge temperaturen, enz.) Daarna worden behandeld de stooten van de tweede soort, zoowel die tusschen electronen en atomen als die tusschen atomen en moleculen onderling. Het lijkt ons niet overbodig hier even daarop te wijzen, dat sinds het verschijnen van het boek nieuw licht geworpen is op de in dit hoofdstuk besproken proeven van Langmuir aangaande abnormale snelheden van electronen in geïoniseerde gassen. (Zie Penning Physica 6, 241, 1926 en Dittmer Phys. Rev. 28, 507, 1926).

Tenslotte worden eenige korte beschouwingen gegeven aangaande photochemische reacties, opwekking van lichtemissie en ionisatie door chemische processen en molecuulvorming door stooten.

In de meeste hoofdstukken zijn korte theoretische beschouwingen, de besproken experimenten betreffend, ingelascht. Vele lezers zouden deze zeker gaarne iets uitgebreider gezien hebben, in het bijzonder geldt dit voor de inleidende opmerkingen, waarmede het boek aanvangt. Overigens zijn de schrijvers er in geslaagd een waardevol overzicht te geven van dit veelomvattende materiaal, een overzicht, waarin zelfs de meest recente onderzoekingen zijn opgenomen (bij de correctie zijn zelfs nog enkele belangrijke experimenten uit de literatuur der laatste maanden vermeld). Duidelijk heeft men laten uitkomen, waar resultaten bereikt zijn, die als vaststaand beschouwd kunnen worden en ook in welke gebieden nog nadere onderzoekingen gewenscht zijn.

De uitvoering van het boekje is in denzelfden vorm als de andere reeds verschenen deelen der serie „Struktur der Materie". Enkele hoofdstukken er van zijn ook verschenen in het „Handbuch der Physik" van Scheel en Geiger.

We raden den lezers ten sterkste aan zich van den inhoud van dit boek op de hoogte te stellen. H. B. D.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

Sir James Dewar, Collected Papers, 2 deelen, uitgegeven door Lady Dewar, 1489 blz. — University Press, Cambridge 1927. Prijs 84 sh. net.

E. E. Mogendorff, Natuurkunde voor het Voorbereidend Hooger Onderwijs, eerste deel, tweede druk, 206 blz., 197 fig. — P. Noordhoff, Groningen 1927. Prijs f 3.25, geb. f 3.90.

Bulletin of development covering the twelve months ending June thirtieht 1926. Issued by Adam Hilger, London.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 15 Maart 1927.*

Digitized by Google

MET DEN

JANUS-EPIDIASCOOP

(D.R.P. 366044 en buitenl. patenten)
VOORZIEN VAN ELECTRISCHE GLOEILAMP
wordt een verrassend goede projectie verkregen zoowel van
AFBEELDINGEN OP PAPIER
als van LANTAARNPLAATJES

Duizenden apparaten met veel succes in gebruik. De JANUS-EPIDIASCOOP is op eenvoudige wijze te completeeren voor alle wijzen van projectie.

Ed. Liesegang, Düsseldorf,
POSTFACH 124. - PROSPECTUS OP AANVRAGE.

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ

EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ

VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

Digitized by Google

Digitized by Google

MAY 6 1927

7e JAARGANG 1927 NUMMER 3

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: DR. A. D. FOKKER - DR. E. OOSTERHUIS - DR. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: DR. H. C. BURGER - PROF. DR. J. CLAY - DR. C. A. CROMMELIN PROF. DR. P. EHRENFEST - PROF. DR. JHR. G. J. ELIAS - PROF. DR. E. VAN EVERDINGEN PROF. DR. M. DE HAAS - PROF. DR. W. J. DE HAAS - DR. J. J. HALLO - DR. G. HOLST PROF. DR. W. H. KEESOM - PROF. DR. H. A. KRAMERS - DR. T. VAN LOHUIZEN - PROF. DR. H. A. LORENTZ - DR. A. VAN MAANEN - DR. E. E. MOGENDORFF - DR. W. J. H. MOLL PROF. DR. L. S. ORNSTEIN - PROF. DR. R. SISSINGH - PROF. DR. J. D. VAN DER WAALS PROF. DR. P. ZEEMAN

LIBRARY OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA

PHILIPS

PLAATSPANNINGAPPARAAT

VERVANGT DE ANODEBATTERIJ

CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND

(5—10 WATT.)

PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—

PHILIPS — EINDHOVEN

Digitized by Google

INHOUD.

Blz

A. D. Fokker, De voortbeweging der slangen 65

C. Zwikker, Physische eigenschappen van molybdeen bij hooge temperaturen 71

W. F. de Jong en H. W. V. Willems, Verbindingen met het tralietype van pyrrhotien (Fe S) 74

F. M. Penning, De hoogfrequente glimontlading 80

A. C. S. van Heel, Over het bepalen van de kwaliteit van optische stelsels 88

J. H. de Boer, Iets over de brekingsindices der alkaliboorfluoriden; een demonstratieproef 99

Boekbespreking 102

Mededeelingen.

Programma van het 21ste Natuur- en Geneesk. Congres 104

Onderwijs-Studiecommissie voor de natuurkunde 106

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8,50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049, Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Rotterdamsche Weg 119, Delft.

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

Digitized by Google

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG 1927 NUMMER 3

DE VOORTBEWEGING DER SLANGEN

door A. D. FOKKER.

Onder de „drie dingen die hem te wonderlijk zijn, ja de vier dingen die hij niet weet", noemt de schrijver van Spreuken 30 : 19 o.a. „den weg der slang op eene rots". En in de aanteekeningen van Galileï staat, na de vraag wat voor beweging de visschen eigenlijk maken om te zwemmen, als raadsel genoemd: „del camminar delle serpi". Inderdaad is het zeer verwonderlijk te zien, hoe een slang, of hazelworm, terwijl de bochten van het lijf onbeweeglijk op de plaats blijven, niettemin door die kromme heen schuift. Alle deelen van het slangenlichaam volgen na elkander dezelfde baan, en zijn tegelijkertijd in beweging, niet als de wurmen met afwisselend intrekken en uitrekken van segmenten. Het is meer een glijden dan een kruipen. Wij zullen trachten rekenschap te geven van dit glijden aan de hand van een elastisch mechanisch beeld.

Indien men in een plaat een groef gesneden denkt, met rechthoekige doorsnede, en met een veranderlijke kromming, en men denkt zich in die groef gelegd, binnen de wanden opgesloten, een aanvankelijk rechte staaf met precies dezelfde rechthoekige doorsnede, dan zal in die staaf meer elastische deformatie-energie opgehoopt zijn naarmate de kromming grooter is. Wanneer nu de groef en de staaf volkomen glad zijn, zal de staaf zich zoo in beweging stellen dat zijn potentieele energie afneemt, dat is dus naar de plaatsen waar het onderscheid tusschen de krommingen van groef en staaf zoo klein mogelijk is.

Om een staaf, die een eigen kromming $1/P$ heeft, een kromming $1/R$ te geven, moet men een buigend moment

$$M = E\,I\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{P}\right)$$

Digitized by Google

teweegbrengen, waarbij E is de elasticiteitsmodulus en I het kwadratisch moment der doorsnede ten opzichte van haar zwaartelijn, die de nietgerekte laag markeert. In een aldus gebogen staaf is er per lengte-eenheid een elastische energie

$$\tfrac{1}{2} E I \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{P}\right)^2.$$

Wij zullen de x-as in de richting der staaf leggen, en de y-as daar loodrecht op, in het vlak der staaf. De kromming willen wij positief noemen, wanneer bij het voortgaan in de positieve x-richting de staaf zich naar de y-as kromt. Een buigend moment dat een positieve kromming geeft, zullen wij eveneens positief rekenen.

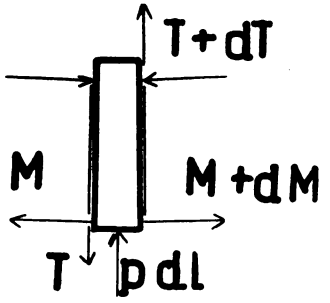


Fig. 1.

Een schuifspanning, die aan een doorsnede heerscht, zal positief gerekend worden, wanneer het stuk aan den kant der positieve x-richting het andere in de y-richting schuift.

Het evenwicht van een schijfje, gelegen tusschen twee doorsneden op afstand dl, leert ons, wanneer T de schuifkracht langs een doorsnede is, en p de kracht per lengte-eenheid, die er zijdelings op de staaf werkt:

$$p\,dl + dT = 0, \quad \because p = -\frac{dT}{dl},$$

en

$$T\,dl + dM = 0, \quad \because T = -\frac{dM}{dl},$$

zoodat

$$p = \frac{d^2 M}{d l^2}.$$

Laat ons nu eens stellen dat wij een sinusoïdale groef hebben, met een hartlijn

$$y = \varepsilon \sin \frac{2\pi}{a} x,$$

waarbij voor het gemak van rekening ε zoo klein moge zijn, dat de kromming kan worden gelijkgesteld aan d^2y/dx^2:

$$\frac{1}{R} = -\frac{4\pi^2}{a^2} \varepsilon \sin \frac{2\pi}{a} x.$$

Digitized by Google

Laat ons voorts een van nature eveneens sinusoïdaal gebogen staaf hebben, met als lengte a, zoodanig dat hij zonder spanningen en drukkingen net past in de genoemde groef, van af $x = -\frac{1}{4}a$ tot $x = +\frac{3}{4}a$, en zijn natuurlijke kromming is; als boven van de groef,

$$-\frac{4\pi^2}{a^2}\varepsilon \sin\frac{2\pi}{a}x.$$

Indien deze staaf over een kleinen afstand ξ wordt verschoven, in de groef, dan vindt men bij bepaalde x een natuurlijke staafkromming die vroeger lag bij $x - \xi$. Daar is dus nu de natuurlijke kromming

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{R} + \xi\left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 \varepsilon \cos\frac{2\pi}{a}x,$$

terwijl de groef de staaf dwingt in een kromming $1/R$. Het bedrag van de elastische energie wordt nu

$$\int_{-1/4\,a+\xi}^{3/4\,a+\xi} dx.\ \frac{EI}{2}\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{P}\right)^2 = \xi^2 \int dx.\ \frac{EI}{2}\left(\frac{2\pi}{a}\right)^6 \varepsilon^2 \cos^2\frac{2\pi}{a}x,$$

$$U = \tfrac{1}{2}\xi^2.\ \pi\, EI\left(\frac{2\pi}{a}\right)^5 \varepsilon^2.$$

Hieruit volgt een terugdrijvende kracht

$$K = -\frac{dM}{d\xi} = -\xi.\ \pi\, EI\left(\frac{2\pi}{a}\right)^5 \varepsilon^2.$$

Wij kunnen nog eens in het bijzonder nagaan, welke krachten er op de verschoven staaf werken, met name de zijdelingsche drukkrachten. Aangezien het buigend moment is

$$M = EI\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{P}\right) = -\xi\, EI\left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 \varepsilon \cos\frac{2\pi}{a}x,$$

vinden wij voor die zijdelingsche krachten per lengte-eenheid:

$$p = \frac{d^2M}{dx^2} = \xi\, EI.\left(\frac{2\pi}{a}\right)^5 \varepsilon \cos\frac{2\pi}{a}x.$$

Digitized by Google

Deze zijdelingsche krachten zijn niet loodrecht op de x-as. (fig. 2) Hun component in de x-richting vindt men door ze te vermenigvuldigen met $-dy/dx$. De totale kracht in de x-richting wordt dus

$$K = -\int dx \,.\, p\,\frac{dy}{dx} = -\xi \int_{-1/4\,a+\xi}^{3/4\,a+\xi} dx\, E\,I \left(\frac{2\pi}{a}\right)^6 \varepsilon^2 \cos^2 \frac{2\pi}{a}\, x,$$

$$= -\xi \,.\, \pi\, E\,I \left(\frac{2\pi}{a}\right)^5 \varepsilon^2,$$

in volkomen overeenstemming met hetgeen boven uit de potentieele energie werd gevonden.

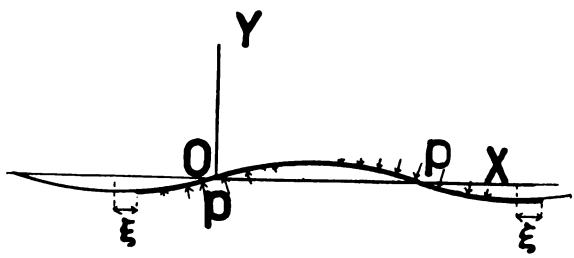


Fig 2.

Wanneer nu een slang in een sinusoïdale baan ligt, gesteund door oneffenheden der rots, of door takjes en grashalmen, en zij brengt door de romspieren dergelijke spanningen en buigende momenten te weeg als op zouden treden in een elastische staaf, die van nature denzelfden vorm heeft als die gekromde baan, maar in de richting van haar staart wat verschoven zou zijn, dan zal de slang, als de wrijving tusschen haar huid en de rots niet te groot is, in de richting van haar kop voortglijden. Zorgt zij nu voor een dusdanige spierverstelling, dat naarmate zij voortglijdt, het verloop van de buigende momenten ten opzichte van de baankronkels stationair blijft, dan blijft zij doorglijden. In de baanstukken waar de kromming afneemt moet zij het lijf strekken, in de stukken waar de kromming toeneemt het lijf kromtrekken.

Tenslotte kunnen wij nog eens terugkeeren tot het geval van een rechte staaf die zich bevindt in een groef van veranderlijke kromming. Deze kromming, overigens zeer gering, moge zijn

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} - \beta\, l,$$

waarin l is de lengte, gemeten langs de groef van zeker beginpunt af. Per lengte-eenheid is er een potentieele energie

Digitized by Google

$$\tfrac{1}{2} EI\left(\frac{1}{R}\right)^2.$$

en wanneer de staaf over een afstand *dl* verplaatst zou worden, neemt deze potentieele energie af met

$$\tfrac{1}{2} EI\left\{\left(\frac{1}{R_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{R_2}\right)^2\right\} dl,$$

zoodat er een resulteerende kracht

$$K = \tfrac{1}{2} EI\left\{\left(\frac{1}{R_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{R_2}\right)^2\right\}$$

moet zijn die bij afwezigheid van wrijving, de staaf naar de zijde der geringere krommingen schuift.

Hoe zijn de drukkingen van groef op staaf verdeeld, die deze resultante hebben?

Wij willen ons voorstellen dat eerst door uitwendige krachten de staaf in den goeden vorm gebracht wordt. Daarvoor zijn noodig:
aan het uiteinde $l = l_1$ een koppel $-EI/R_1$,
aan het uiteinde $l = l_2$ een koppel $+EI/R_2$,
aan het uiteinde $l = l_1$ een transversale kracht $-T_1 = dM/dl = = -EI\beta$,
aan het uiteinde $l = l_2$ een transversale kracht $T_2 = +EI\beta$.

Nadat de staaf in den goeden vorm is gebracht, leggen wij hem in de gleuf, en houden vervolgens met die krachtoefening op.

De reacties van de gleufwanden op de staaf zullen nu in de plaats komen van de vorige uitwendige krachten. De wanden worden volkomen glad gedacht, zij zullen dus alleen loodrechte drukken kunnen uitoefenen. Zij zullen alleen kunnen beletten dat de ingeklemde staafeinden zich draaien, en dat zij zich in dwarsrichting verplaatsen.

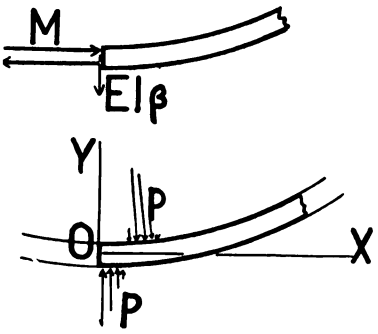


Fig. 3.

Digitized by Google

Neem bij het eerste einde den oorsprong in het eindvlak, en laat de afstanden tot dit vlak heeten x. Indien er drukken ontstaan p per lengte-eenheid, dan moet dus

$$\int p\,dx = -EI\beta,$$

en

$$\int p\,x\,dx = -\frac{EI}{R_1}.$$

Daar het einde gekromd is, hebben de normule drukkrachten niet alle dezelfde richting. De drukken op een afstand x hebben een component in de richting van de staaf $-p\,x/R_1$, zoodat er overschiet een resultante in de staafrichting:

$$K_1 = -\frac{1}{R_1}\int p\,x\,dx = \frac{EI}{R_1^2}.$$

Op dezelfde manier vindt men aan het tweede uiteinde een resultante in de staafrichting

$$K_2 = -\frac{EI}{R_1^2}.$$

Tenslotte hebben de transversale resultanten, $-EI\beta$ aan het eerste, $+EI\beta$ aan het tweede uiteinde, ook niet dezelfde richting. Het richtingsverschil bedraagt in boogmaat

$$\int_{l_1}^{l_2}\frac{dl}{R} = \tfrac{1}{2}(l_2-l_1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right),$$

zoodat deze dwarskrachten aan de uiteinden nog een resultante hebben, tegengesteld aan de staafinrichting van

$$K_3 = -EI\beta \times \tfrac{1}{2}(l_1-l_2)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right),$$
$$= -\tfrac{1}{2}EI\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right).$$

Resumeerende komen wij tot een resulteerende kracht in de staafrichting

Digitized by Google

$$K = K_1 + K_2 + K_2 = EI\left(\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2}\right) - \tfrac{1}{2} EI\left(\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2}\right)$$
$$= \tfrac{1}{2} EI\left(\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2}\right).$$

in overeenstemming met wat wij uit de energieverandering bij een virtueele verplaatsing hadden afgeleid.

Summary.

The locomotion of serpents is explained, after an analysis of a mechanical analogy, by assuming muscular action which tends to stretch the body where the curvature of the path decreases, and which tends to bend the body where the curvature of the path increases in the direction of motion.

PHYSISCHE EIGENSCHAPPEN VAN MOLYBDEEN BIJ HOOGE TEMPERATUREN

door C. ZWIKKER.

Een reeks metingen zijn door ons verricht ter bepaling van de physische eigenschappen van molybdeen bij hooge temperaturen. De gebezigde methoden zijn ongeveer gelijk aan die, vroeger door ons gebruikt ter bepaling van de eigenschappen van wolfraam en welke elders gepubliceerd zijn [1]). De metingen zijn verricht aan zeer zuiver molybdeen. Als maat voor de zuiverheid moge de temperatuurcoëfficient van de weerstand dienen. Deze bedroeg voor de meest gebruikte draad:

$$a_0^{100} = 0{,}00459.$$

De diverse grootheden worden in de tabel gegeven als functie van de temperatuur. De gebruikte temperatuurschaal is die van de „International Critital Tables", berustend op de waarde 14330 μ-graad voor de C_2 uit de formule van Planck en op de waarde 1336° absoluut voor het smeltpunt van goud.

Alle grootheden zijn betrokken op de afmetingen van het molybdeen bij kamertemperatuur. Om ze te betrekken op de afmetingen, zooals ze inderdaad bij hooge temperatuur zijn, heeft men gebruik te maken van de opgegeven thermische uitzetting.

De tabel spreekt wel voor zich zelf. Om twijfel te voorkomen mogen nog de volgende verduidelijkingen worden opgegeven.

1) Uitvoerig in Arch. Neerland. IX, 1925, p. 207. Een korte beschrijving van de methodiek vindt men in Physica 5, 1925, p. 249.

Digitized by Google

Onder *zwarte temperatuur* voor de kleur λ verstaat men de temperatuur, die het zwarte lichaam moet aannemen om in de kleur λ dezelfde intensiteit te hebben als het molybdeen.

Onder *kleurtemperatuur*, T_c, verstaat men de temperatuur, die het zwarte lichaam moet aannemen om in het zichtbare spectrum dezelfde spectrale energieverdeeling te hebben als het molybdeen.

De lichtintensiteit van de zwarte straler is dan echter (bij de meeste metalen) grooter. De verhouding der intensiteiten van molybdeen en het zwarte lichaam is, wanneer het zwarte lichaam zich bevindt op de temperatuur T_c, onafhankelijk van de golflengte van de monochromatische straling, waarin men de intensiteiten vergelijkt en wordt genoemd het *pseudo-emissievermogen* van molybdeen (e_c); e_c is tevens de verhouding der totale lichtintensiteiten.

De opgegeven electronen-emissie is gecorrigeerd voor het Schottky-effect en stelt de verzadigingsemissie voor bij afwezigheid van een electrisch veld aan het oppervlak van de kathode.

De lichtuitstraling is uitgedrukt in Hefnerlumens en is betrokken op standaardlampen, die in 1926 geijkt zijn aan de Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Om de lichtuitstraling om te rekenen op Internationale Lumens (vastgelegd door het National Physical Laboratory in Teddington, Engeland en door het Bureau of Standards, Washington, U.S.A.) make men gebruik van de door ons voor 1926 bepaalde omrekeningsfactor:

$$1 \text{ Internationale Lumen} = 1{,}140 \text{ Hefner Lumen.}$$

Ter aanvulling van de tabel zij nog medegedeeld, dat het Thomson-effect zeer klein is. Per analogie aan wolfraam hadden we een negatieve Thomson-coëfficiënt verwacht. Binnen de nauwkeurigheidsgrenzen van onze waarneming was geen effect te vinden, d.w.z. dat de Thomson-coëfficiënt σ bij temperaturen rondom 2000° K kleiner is dan $-2\ \mu$ Volt/graad.

De volgende empirische formules geven de diverse grootheden vrij goed weer in de buurt van 2000° K.

$$\varrho = 53.5 + 3{,}1\ (T - 2000)\ \mu \text{ ohm cm.}$$

$$\eta = 19{,}7 \left(\frac{T}{2000}\right)^{5.08} \text{ Watts/cm}^2$$

$$Lu = 69{,}5 \left(\frac{T}{2000}\right)^{11.8} \text{ Lumens/cm}^2$$

Digitized by Google

OVERZICHTSTABEL VAN DE PHYSISCHE EIGENSCHAPPEN VAN MOLYBDEEN BIJ HOOGE TEMPERATUREN.

Temperatuur graden Kelvin	Spectraal emissievermogen $\lambda = 0{,}652$	Zwarte temperatuur $\lambda = 0{,}652$	Spectraal emissievermogen $\lambda = 0{,}541$	Pseudo-emissievermogen	Kleur-temperatuur	Spec. weerstand μ. ohm. cm.	Totaal uitstraling Watts/cm²	Lichtuitstraling Hefner-lumens/cm²	Electronen-emissie Amp./cm²	Verdampings-snelheid gram/cm² sec.	Dampdruk mm-kwik	Warmtegelei-dingsvermogen Watts/cm. graad	Lineaire thermische uitzetting
T	$e_{0.652}$	$S_{0.652}$	$e_{0.541}$	e_c	T_c	ϱ		$Lu.$	i	m	p	k	l/l_{300}
1200	0,386	1140	0,434	0,241	1234	29,2	1,4	0,006	$4{,}44.10^{-11}$	$1{,}23.10^{-20}$	$7{,}47.10^{-19}$	0,98	—
1300	0,385	1231	0,431	0,245	1337	32,2	2,2	0,098	$1{,}10.10^{-18}$	$1{,}65.10^{-18}$	$1{,}04.10^{-16}$	0,99	1,00553
1400	0,383	1320	0,427	0,249	1440	35,2	3,2	0,406	$2{,}25.10^{-8}$	$1{,}20.10^{-16}$	$7{,}88.10^{-15}$	1,00	623
1500	0,381	1408	0,424	0,254	1544	38,2	4,6	1,26	$3{,}08.10^{-7}$	$4{,}75.10^{-15}$	$3{,}23.10^{-13}$	1,01	688
1600	0,380	1495	0,420	0,259	1648	41,2	6,3	3,36	$2{,}80.10^{-6}$	$1{,}23.10^{-13}$	$8{,}63.10^{-12}$	1,02	1,00760
1700	0,378	1582	0,417	0,263	1752	44,3	6,6	8,24	$1{,}18.10^{-5}$	$2{,}00.10^{-12}$	$1{,}44.10^{-10}$	1,03	839
1800	0,376	1667	0,413	0,267	1855	47,3	11,4	19,0	$1{,}33.10^{-4}$	$2{,}82.10^{-11}$	$2{,}10.10^{-9}$	1,05	920
1900	0,375	1753	0,410	0,272	1958	50,4	15,1	37,5	$6.50.10^{-4}$	$2{,}74.10^{-10}$	$2{,}10.10^{-8}$	1,08	101
2000	0,373	1837	0,407	0,276	2059	53,5	19,7	69,5	$2{,}88.10^{-3}$	$2{,}07.10^{-9}$	$1{,}62.10^{-7}$	1,11	111
2100	0,371	1921	0,404	0,280	2159	56,6	25,2	122	0,0106	$1{,}35.10^{-8}$	$1{,}08.10^{-6}$	1,14	1,0121
2200	0.370	2004	0,400	0,284	2259	59,7	32,2	208	0,0358	$7{,}30.10^{-8}$	$6{,}07.10^{-6}$	1,17	1
2300	0,368	2086	0,397	0,288	2359	62,8	40,5	335	0,109	$3{,}46.10^{-7}$	$2{,}91.10^{-5}$	1,20	1
2400	0,366	2168	0.394	0,292	2460	66,0	50,3	567	0,316	$1{,}40.10^{-6}$	$1{,}20.10^{-4}$	1,24	1
2500	0,365	2249	0,390	0,296	2560	69.2	61,5	897	0,852	$5{,}03.10^{-6}$	$4{,}41.10^{-4}$	1,28	1

Digitized by Google

Beter is nog:

$$\log Lu = 11{,}8 \log \left(\frac{T}{2000}\right) + 2{,}642 - \frac{1600}{T} \text{ . Lumens/cm}^2$$

Verdere empirische formules:

$$i = 60{,}2\ T^2\ 10^{-\frac{21850}{T}} \text{ Amp./cm}^2$$

$$\log m = -\frac{33800}{T} + 8{,}24 \text{ . } (m \text{ in gram/cm}^2 \text{ sec.})$$

$$\log p = -\frac{33800}{T} + 10{,}16 \text{ . } (p \text{ in mm. kwik}).$$

Uit de exponent $21850/T$ in de formule voor de electronenemissie volgt voor de uittreearbeid der electronen:

$$\varphi = 4{,}34 \text{ Volt.}$$

Uit de coëfficiënt voor $1/T$ in de formules voor verdampingssnelheid en dampdruk volgt voor de verdampingswarmte: 154000 gram cal. per gram atoom.

Met de formule voor de dampdruk berekent men voor het sublimatiepunt onder een druk van 1 atmosfeer (welk punt niet veel onder het kookpunt van vloeibaar molybdeen kan liggen): $T = 4780°\ K$ [1]).

Summary.

The results of a set of measurements on the characteristics of molybdenum have been tabulated.

1) Het smeltpunt is door Worthing (Phys. Rev. 25, 1925. p. 846) bepaald; bij gebruik van de door mij opgegeven waarde voor het spectraal emissievermogen ligt het smeltpunt bij 2850° K.

Eindhoven, 16 Dec. 1926 NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

VERBINDINGEN MET HET TRALIETYPE VAN PYRRHOTIEN (*Fe S*).

door W. F. DE JONG en H. W. V. WILLEMS.

De verbindingen van dit type kristalliseeren hexagonaal holoëdrisch, het tralie voldoet aan de symmetrieën van de ruimtegroep D_{6h}^4 en de liggingen van de atomen worden aangeven door de coördinaten:

Digitized by Google

$$\text{metaal} \begin{cases} 0\ 0\ 0 \\ 0\ 0\ 1/2 \end{cases} \qquad \text{metalloïde} \begin{cases} 1/3\ 2/3\ 3/4 \\ 2/3\ 1/3\ 1/4 \end{cases}.$$ [1])

Door Alsén [2]), Goldschmidt en andere onderzoekers [3]) zijn reeds verschillende verbindingen aangegeven, die deze struktuur bezitten en er is dan ook hier en daar reeds melding gemaakt van een omstandigheid die deze tralies voor de theorie van de kristalstructuur misschien van groot belang kan doen zijn. Het is nl. van vele van de kristallen van dit type bekend, dat ze in vasten toestand, als volkomen normale kristallen, in staat zijn een vrij groote hoeveelheid metalloide of metaal, te kunnen opnemen, „oplossen", zonder dat de kristalvorm en het structuurtype verloren gaan.

Het best bekende voorbeeld voor dit gedrag is wel de pyrrhotien, dat nog algemeen in de mineralogie-handboeken als $Fe_x\ S_{x+1}$ genoemd wordt, waarin dan x wisselt van 4 tot 10 of 11. [4])

Zelfs meende men tot voor korten tijd, dat troïliet, hetwelk tamelijk nauwkeurig aan de formule $Fe\,S$ beantwoordt, een geheel verschillend mineraal zou zijn.

Vóór overgegaan wordt tot een meer nauwkeurig onderzoek van het in vaste phase „oplossen" van een der componenten der verbindingen, een onderzoek dat in de eerste plaats zal loopen over den invloed die de afmetingen van het tralie van $Fe\,S$ ondergaat door de opname van S of Fe, hebben we getracht het aantal bekende verbindingen van het type uit te breiden en hiervan verschillende gegevens vast leggen. De resultaten van dit werk zijn in tabel I verzameld (blz. 76).

$Cr\,S$ is op verschillende wijzen bereid. [5]) Ons product, verkregen door chroompoeder en zwavel eenige dagen bij ongeveer 600° C in vacuum te verhitten, geeft een volgens de methode van Debije en Scherrer met $F_{K\alpha\ \text{en}\ \beta}$-stralen vervaardigd röntgenogram met de lijnen als in tabel II opgenomen. (ϑ is de hoek tussschen invallenden en afgebogen straal; de intensiteiten zijn berekend met de formule:

1) Verg. Physica V, 194, 1925.
2) Geol. För. Förh. Stockholm 47, 19, 1925.
3) Geoch. Verteilungsgesetze der Elemente VIII, 1926.
4) Verg. Doelter, Handbuch der Mineralchemie IV, 499 1926.
5) Verg. Gmelin Kraut, Handbuch. III, 396, 1912.

Digitized by Google

TABEL I.

	a	c	c/a	c/a macrosc. [1]	SG ber.	SG waarg. [2]	chemisch [3]
			Cr				
S	3,44 Å	5,67 Å	1,65		4,85	4,08 [4]	—
Se	3,59	5,80	1,62		6,74		—
As	waarschijnlijk hexagonaal						
Sb	4,14	5,51	1,33		7,08		vaste opl.
			Mn				
S	regulair						
Se	idem						
As	3,74	5,75	1,54		6,20	5,55 [5]	(const. verb.)
Sb	4,14	5,90	1,57		6,71	5,6 [6]	(vaste opl.)
			Fe				
S	3,43	5,71	1,66	1,7402	5,01	4,5—4,7	vaste opl.
Se [7]	3,61	5,87	1,62		6,78		vaste opl.
As	waarschijnlijk rhombisch						
Sb [7]	4,06	5,13	1,26		8,05		(vaste opl.)
			Co				
S [7]	3,37	5,14	1,52		5,98	5,45 [8]	(const. verb.)
Se	3,60	5,27	1,47		7,78	7,65 [6]	—
Te [7]	3,89	5,36	1,38		8,85		
As		—					
Sb	3,91	5,20	1,33		8,72		const. verb.
			Ni				
S [7]	3,42	5,30	1,55		5,61		(const. verb.)
Se [7]	3,66	5,33	1,46		7,41	8,462 [4]	—
Te [7]	3,95	5,36	1,36		8,55		
As	3,57	5,10	1,43	1,437	7,88	7,3—7,8	(const. verb.)
Sb	3,94	5,14	1,31	1,2940	8,69	8,42	vaste opl.
			Ariet [Sardinië]				
	3,80	5,20	1,37			7,19	

De tusschen haakjes geplaatste opmerkingen zijn onzeker.

1) Groth-Mieleitner, Mineralogische Tabellen, 1921.
2) Doelter, Handbuch der Mineralchemie IV, 1926.
3) Guertler, Metallographie I, 1, 1912.
4) Groth, Chemische Krist. I. 135 e.v., 1916.
5) Gmelin Kraut, Handbuch III, 2, 637, 1908
6) Intern. Crit. Tables I, 1926.
7) Ref.: Goldschmidt, Geochemische Vorteilungsgesetze VIII, 39, 1926.
8) Moissan, Chimie Minérale IV, 179, 1905.

Digitized by Google

$$I = \frac{1+\cos^2\vartheta}{2} \cdot \frac{\cdot\ |S|^2}{\sin^2\frac{\vartheta}{2}\cos\frac{\vartheta}{2}} \cdot n,$$

waarin S de struktuurfactor en n het aantal kristalvlakken van den eenheidsvorm aangegeven).

Over $CrSe$ is zeer weinig bekend. [1]) We hebben het als een grijs poeder verkregen volgens dezelfde bereidingswijze als CrS. In tabel III zijn de röntgenografische gegevens verzameld.

$CrAs$. Van de verbinding is niets bekend. Ons product, door verwarming van de componenten tot 600° in vacuum verkregen, bezit waarschijnlijk niet de pyrrhotienstruktuur, hoewel de lijnen voldoen aan de hexagonale kwadratische formule:

TABEL II.

Vlak	CrS			
	$\sin^2\frac{\vartheta}{2}$		Intensiteit	
	ber.	waarg.	ber.	waarg.
$10\bar{1}1$	0,134	0,138	22	4
$10\bar{1}2$	221	224	27	10
$11\bar{2}0$	315	317	20	8
$20\bar{2}1$	449	451	7	2
$20\bar{2}2$	536	536	12	4
$11\bar{2}4$	769	768	16	10
$21\bar{3}1$	764		8	
$21\bar{3}2$	851	846	15	8
$30\bar{3}0$	945	945	6	(10)

De sterkste lijnen zijn int. = 10 geschat.

TABEL III.

Vlak	$CrSe$			
	$\sin^2\frac{\vartheta}{2}$		Intensiteit	
	ber.	waarg.	ber.	waarg.
$10\bar{1}1$	0,124	0,125	12	10
$10\bar{1}2$	207	204	13	8
$11\bar{2}0$	289	288	10	8
$10\bar{1}3$	346	340	5	4
$20\bar{2}1$	414	414	4	3
$20\bar{2}2$	497	500	6	4
$21\bar{3}1$	703	702	4	5
$11\bar{2}4$	732	732	3	3
$21\bar{3}2$	786	783	7	5
$30\bar{3}0$	867	863	3	5

[1]) Moissan, C.R. 90, 819, 1880.

$$\sin^2\frac{\vartheta}{2} =$$

$$= 0{,}088\,(h^2 + k^2 + h\,k) + 0{,}033\,l^2$$

($Fe_{K\alpha}$-stralen).

Het SG. van de verbinding is niet bepaald, het wordt dus zeer speculatief te trachten de structuurberekening voort te zetten.

$CrSb$ behoort zonder twijfel tot het type FeS, evenals

$MnAs$. Zooals blijkt uit tabel IV, voldoet de onderstelde bouw bevredigend.

Digitized by Google

TABEL IV.

Vlak	*Mn As.*			
	$\sin^2 \frac{\vartheta}{2}$		Intensiteit	
	ber.	waarg.	ber.	waarg.
$10\bar{1}1$	0,117	0,118	71	9
$10\bar{1}2$	202	202	78	10
$11\bar{2}0$	265	266	57	6
$10\bar{1}3$	344	343	15	4
$20\bar{2}1$	382	381	15	3
0004	450	450	8	1
$20\bar{2}2$	467	468	28	2
$20\bar{2}3$	609	609	10	2
$21\bar{3}1$	647	649	21	4
$11\bar{2}4$	715	718	49	5
$21\bar{3}2$	732	732	52	4

Mn Sb vormt o.i. een zeer markant voorbeeld voor een verbinding, die een der componenten in vaste oplossing kan opnemen. Ze wordt in smeltdiagrammen niet ingeteekend [1]) en men beschouwt haar als een mengsel van verbindingen $Mn_3 Sb_2$ enz. Het röntgenogram is echter geheel in overeenstemming met wat verwacht wordt van de verbinding *Mn Sb* met pyrrhotien-structuur, [2]) zoodat aan het bestaan van de verbinding eigenlijk niet getwijfeld kan worden.

Fe As, op dezelfde wijze bereid als boven beschreven, geeft een afwijkend röntgenogram; dit feit steunt dus de opvatting van Stevanović, [3]) die rhombische symmetrie aanneemt.

Fe Sb wordt in de smeltdiagrammen ook niet ingeteekend en is volgens Oftedal röntgenografisch toch met zekerheid aangetoond. Evenals voor *Mn Sb* verdient het voor deze verbinding dus aanbeveling het toestandsdiagram aan een nieuw onderzoek te onderwerpen.

Co *As* geeft een zeer lijnenrijk spectrogram, dat geen uitgesproken overeenkomst vertoont met dat van *Fe As* of *Mn As*.

Ni Se werd algemeen regulair genoemd [4]), maar het röntgenogram, door Alsén opgenomen, is zonder twijfel afkomstig van een niet-regulaire verbinding, zoodat de vroegere waarnemingen waarschijnlijk onjuist zijn.

Ariet, Ni (*As, Sb*), [Sardinië] noemt Murdoch [5]) een vermoedelijk mengsel van *Ni As* en *Ni Sb*, maar onze opname vertoont het beeld van een mengkristal en niet dat van een mengsel. Nu zijn de meeste mineralen onzuiver, ook nikkelien, *Ni As*, en breithauptiet,

1) Guertler, l.c. I, 749. 1212.
2) Verg. ook Oftedal, gec. in Geoch. Vert. ges. VIII. 38 en 39. 1926.
3) Zt. f. Kr. 40. 326. 1905.
4) Groth, Chem. Kr. I. 138. 1906.
5) Microscopical determination of the opaque minerals, 1916.

Digitized by Google

Ni Sb, bevatten vaak aanmerkelijke hoeveelheden vreemde mineralen, het is dus niet onwaarschijnlijk, dat Murdoch een mengsel heeft bedoeld van bv. een groote hoeveelheid *Ni(As, Sb)* en een kleinere hoeveelheid *Ni Sb*, maar het mengkristal voor *Ni As* gehouden heeft. Bij het röntgenonderzoek zal echter *Ni Sb*, wanneer het bv. minder dan 10% van het geheel uitmaakt, geen waarneembare lijnen veroorzaken, en alleen het mengkristal zichtbaar worden.

In tabel I treedt duidelijk te voorschijn, dat de berekende en waargenomen *S.G.* ook in de gevallen dat een constante verbinding, dus één zonder de eigenschap een overmaat van een van de componenten te kunnen oplossen, vermeld wordt, niet altijd overeenstemmen. Nu is de bepaling van de dichtheid misschien niet steeds geheel betrouwbaar, maar ook kan dit feit een aanwijzing zijn, dat de eigenschap voor vorming van vaste oplossing nog meer algemeen is voor ons beschouwde tralietype dan uit de tabel zou blijken.

Kristallographisch is van de meeste verbindingen weinig bekend. Wat de splijtingen betreft, heeft pyrrhotien een zwakke splijtbaarheid volgens het prisma, terwijl *Ni As* en *Ni Sb* practisch geen splijting vertoonen. Van de overige verbindingen wordt in dit opzicht niets vermeld gevonden.

Tabel V geeft een overzicht van atoomwerkingsstralen der metalen.

TABEL V.

	S	*Se*	*Te*	*As*	*Sb*	Litt.[1]
Cr	1,40	1,40		—	1,42	1,25
Mn	—	—		1,43	1,47	1,29
Fe	1,40	1,42		—	1,33	1,26
Co	1,29	1,29	1,29	—	1,27	1,26
Ni	1,34	1,37	1,32	1,26	1,27	1,24

Werkingstralen van de metaalatomen in verbindingen van het pyrrhotientype (uitgedrukt in Å).

$S = 1{,}04$ [1])
$Se = 1{,}13$ [1])
$Te = 1{,}33$ [1])
$As = 1{,}16$ [1])
$Sb = 1{,}34$ [1])

Delft.

MINERALOGISCH LABORATORIUM
DER TECHNISCHE HOOGESCHOOL.

1) Geoch. Verteilungsges. der Elemente VII, 1926.

Digitized by Google

DE HOOGFREQUENTE GLIMONTLADING [1])

door F. M. PENNING.

§ 1. Om tusschen koude electroden een gelijkstroomglimontlading te onderhouden is een spanning noodig die op zijn minst gelijk is aan den normalen kathodeval. Deze grootheid hangt af van gas en electrodenmateriaal, maar daalt in de gunstigste gevallen (edelgas en alkalimetaal) niet beneden 60 Volt. De doorslagspanning is meestal grooter en in geen geval kleiner dan de minimum-brandspanning.

Wanneer men wisselstroom van lage frequentie gebruikt in plaats van gelijkstroom, zal gedurende elke periode de ontlading twee maal uitgaan en twee maal ontstoken moeten worden. Men verwacht dus dat, om den stroom te kunnen onderhouden, een topspanning noodig zal zijn ongeveer gelijk aan de statische doorslagspanning. Wanneer men afziet van kleine veranderingen, die aan vertragingsverschijnselen en dergl. toegeschreven worden [2]), blijkt dit inderdaad het geval. Opvoering van de frequentie der spanning tot ca. 10^6 per sec. brengt in het karakter der ontlading geen verandering [3]).

§ 2. Een geheel nieuw effect treedt echter op wanneer men komt tot frequenties van 10^7 à 10^8 (golflengte 25 m en kleiner). Zooals het eerst door Gutton [4]) werd opgemerkt daalt dan n.l. de spanning op de buis, waarbij nog een ontlading mogelijk is, zeer sterk. Gutton kwam b.v. bij lucht tot een waarde van 60 Volt, terwijl in dat gas de minimum-gelijkspanning steeds enkele honderden Volts bedraagt.

§ 3. Onafhankelijk van Gutton werd dit verschijnsel waargenomen door Kirchner [5]), die het tevens bij verschillende gassen uitvoerig onderzocht als functie van gasdruk en electrodenafstand.

1) De bedoeling van dit artikel is in de eerste plaats de aandacht te vestigen op recente publicaties over dit onderwerp; aansluitend daaraan worden in de laatste §§ enkele eigen metingen beschreven.

2) Zie b.v. E. Mauz en R. Seeliger, Phys. ZS. 26, 47, 1925. Uitdrukkelijk dient echter vermeld dat deze schrijvers geen wisselspanning in den gewonen zin gebruiken, maar pulseerende gelijkspanning, zooals die optreedt bij een intermitteerende ontlading (vgl. Physica 6, 120, 1926).

3) Door E. O. Hulburt (Phys. Rev. 20, 127, 1922) werd voor verschillende gassen aangetoond dat bij een frequentie van 5×10^6 de topspanning, noodig voor het eerste doorslaan, nog niet merkbaar verschilde van de statische doorslagspanning. Het eerste doorslaan is echter niet gelijkwaardig met de volgende doorslagen, die voor het bovenbedoelde „onderhouden van den stroom" in aanmerking komen.

4) C. Gutton, C.R. 178, 467, 1924.

5) F. Kirchner, Ann. d. Phys. 77, 287, 1925.

Digitized by Google

Deze experimenten waren als volgt ingericht. Een Lecher-systeem is los gekoppeld met den generator voor de hoogfrequente trillingen (golflengte ca. 8 m); ongeveer ter plaatse van den spanningsbuik zijn de electroden der ontladingsbuis met deze draden verbonden. De groote moeilijkheid van het experiment ligt in het meten der topspanningen. Kirchner wil deze bepalen door de afwijking te meten die een snelle electronenstraal door het veld tusschen de electroden ondergaat. Deze mag echter, wegens eventueele storing der glimontlading, niet door deze laatste zelf worden heengeschoten; bovendien zou men op deze manier ook slechts het veld op één plaats meten en niet de gezochte totale spanning tusschen de electroden. Deze bezwaren worden door Kirchner op verschillende manieren ondervangen, een daarvan is in fig. 1 schematisch voorgesteld. Als electroden worden twee metaalplaten *AA* en *BB* gebruikt. Deze bevinden zich deels in de met gas gevulde ruimte *P*, waar tusschen *A* en *B* de glimontlading plaats heeft, deels in de hoogvacuumruimte *Q*. In deze laatste wordt nu (in een richting loodrecht op het vlak van teekening) een fijne electronenbundel tusschen de platen door geschoten. De snelheid der electronen is zoo groot (1500—5000 Volt) dat de tijd, gedurende welke zij zich tusschen de platen bevinden, klein is t.o.v. de periode der ontlading. Zoodoende kan men uit de breedte van de lichtvlek, die de electronen op een fluoreseerend scherm teweegbrengen, gemakkelijk (door ijking met gelijkspanning) de topspanning der ontlading afleiden. Op deze of soortgelijke wijze te werk gaande vond Kirchner bij geschikte gasdrukken zeer lage waarden voor de topspanning tusschen de electroden, b.v. in Neon 15 Volt [1]).

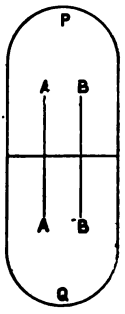


Fig. 1.

Voor dit verschijnsel geeft Kirchner de volgende verklaring. Bij wisselstroom van lage frequentie (of gelijkstroom) is de tijd die een uit de kathode komend electron noodig heeft om de anode te bereiken klein t.o.v. de periode. Zal de ontlading in stand blijven dan moet dit electron onderweg zooveel pos. ionen vormen, dat deze samen weer één electron uit de kathode kunnen vrij maken. Wordt nu echter de periode van dezelfde grootte-orde als de genoemde looptijd van een electron, dan zullen vele electronen vóór het bereiken der anode hun bewegingsrichting omkeeren en

[1]) Kirchner merkt op dat dit ongeveer met de aanslagspanning van Neon (16.6 Volt) overeenkomt, deze overeenstemming is echter m.i. een toevallige; zie onder § 6.

Digitized by Google

dan in de tegengestelde richting versneld worden. Daarbij vormen zij weer nieuwe electronen die zich op dezelfde manier gedragen en op deze wijze zal dus een primair electron, ook bij een lage wisselspanning (maar dan van hooge frequentie) toch een groot aantal atomen kunnen ioniseeren. Bij dezen vorm der ontlading zal de invloed der electroden blijkbaar meer en meer op den achtergrond treden.

§ 4. Kort geleden werd nog een derde onderzoek over dit verschijnsel gepubliceerd door Gill en Donaldson [1]). Deze schrijvers gebruiken een eenvoudiger schakeling voor het opwekken der trillingen en meten de topspanning aan de buis op de manier als in fig. 2 aangegeven. Daarin is weer L het secundaire Lecher-systeem en B de ontladingsbuis. D_1 en D_2 zijn twee symmetrisch

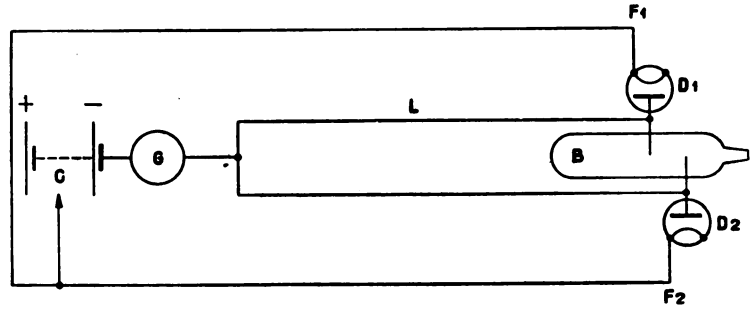


Fig. 2.

opgestelde dioden; bij elk ervan is de anode met de electrode in de buis, de gloeidraad via een tegenspanning en een galvanometer G met het spanningsknooppunt van het Lechersysteem verbonden. Bij een groote waarde van de tegenspanning V zal er geen stroom door G gaan; V wordt nu zoolang verlaagd tot G een uitslag vertoont, tweemaal de daarbij afgelezen waarde V geeft dan de topspanning op de buis aan.

Deze methode, hoewel experimenteel gemakkelijker uit te voeren dan die van Kirchner, heeft verschillende bezwaren, die de schrijvers zelf ook gedeeltelijk aangeven.

De metingen werden uitgevoerd met waterstof, gedeeltelijk bij aanwezigheid van kwikdamp. Voor dit laatste geval bleek bij zeer lagen druk (0,001 mm) de topspanning nog slechts enkele Volts

[1]) E. W. G. Gill en R. H. Donaldson, Phil. Mag. 2, 129, 126. Vgl. ook de correspondentie hierover tusschen deze schrijvers en Kirchner: Phil. Mag. 2, 741 en 1272, 1926.

Digitized by Google

te bedragen. De verklaring die Gill en Donaldson van het verschijnsel geven komt met die welke Kirchner reeds eerder had gepubliceerd overeen.

§ 5. In aansluiting aan bovengenoemde onderzoekingen werden door schrijver dezes enkele metingen gedaan met het doel, te zien hoe laag de spanning bij een Neonontlading zou kunnen dalen.

Wegens het eenvoudige der opstelling werd de methode van § 4 toegepast. Om aan de bezwaren dezer methode zooveel mogelijk tegemoet te komen werd allereerst nagegaan welke afmetingen de te gebruiken diode diende te hebben. Gill en Donaldson merken op dat voor hooge frequenties de tijd, dien de electronen noodig hebben om van den gloeidraad naar de anode te komen, vergelijkbaar wordt met de periode der trillingen. Laten we dit punt iets nader bezien.

Wanneer de ruimteladingen buiten rekening worden gelaten is, [1]) bij een gelijkspanning V tusschen gloeidraad (straal r_0) en anode (straal r_1) de doorlooptijd t van het electron

$$t = r_1 \sqrt{\frac{2m}{\varepsilon V}}\, a\, e^{-a^2} \int_0^a e^{u^2}\, du,$$

waarin ε = lading en m = massa van het electron; $a = \sqrt{ln \frac{r_1}{r_0}}$.

Nemen we een diode van gebruikelijke afmetingen, b.v. met een anode van 4 en een gloeidraad van 0,03 mm straal, dan vindt men (V in Volts uitdrukkend)

$$t = \frac{7{,}7 \times 10^{-9}}{\sqrt{V}}.$$

Voor een potentiaalverschil van 1 Volt wordt deze tijd dus ca. 8×10^{-9} sec. Wil men nu topspanningen van b.v. 10 Volt op 1 Volt nauwkeurig meten, dan moet er dus zeker bij een tegenspanning van 9 Volt reeds een stroom door den galvanometer gaan. In dat geval is echter (bij sinusvormige wisselspanning) slechts gedurende ca. $^1/_7$ der periode de anodespanning positief ($\leq$ 1 Volt). dus bij golven van ca. 10 meter (zooals hier werden gebruikt) slechts gedurende 5×10^{-9} sec. Deze tijd is reeds kleiner dan de looptijd der electronen, men zal dus alle kans hebben dat zij voor het bereiken der anode omkeeren en dat de galvanometerstroom nul blijft.

[1]) Zie A. Scheibe, Ann. d. Phys. 73, 54, 1924.

Digitized by Google

Het berekenen van ditzelfde geval voor een wisselend veld is niet eenvoudig; om toch eenig denkbeeld hierover te hebben beschouwen we het vlakke geval, met verwaarloozing der ruimteladingen. Zij de wisselspanning V (topspanning V_0), de constante tegenspanning V_1 en telt men den tijd van het oogenblik af waarop de totale spanning op de diode $= 0$ is; neemt men verder aan dat op dit oogenblik $\dot{x} = x = 0$ ($x =$ afstand van het electron tot de kathode) dan kan gemakkelijk worden afgeleid:

$$x = \frac{\varepsilon V_0}{m d \omega^2} \left[a - \sin \omega (t - t_0) + \sqrt{1 - a^2}\, \omega^2 - \tfrac{1}{2} a^2 \omega^2 t^2 \right] \ldots . (1)$$

Hierin is t_0 de tijd waarop $V = 0$, $\omega/2\pi =$ de frequentie, $a = V_1/V_0$, $d =$ de electrodenafstand. Deze formule geldt tot het oogenblik waarop het electron de anode bereikt. Voor $E_0 = 10$ Volt (ongeveer de te meten spanning) wordt de getallenfactor voor de haken in (1) 11. Men kan nu x, voor verschillende waarden van a, als functie van t berekenen en vindt dan kromme's die voor een bepaalde waarde van x (x_{max}) een maximum vertoonen. Wordt de electrodenafstand $d = x_{max}$ genomen dan zullen de electronen juist bij de anode omkeeren, en men kan dus zeggen: men zal voor de topspanning V_0 de waarde $V_1 = a\, V_0$ meten wanneer $d = x_{max}$. Bij een electrodenafstand $= x_{max}$ maakt men dus bij de meting van V_0 een fout $V_1 - V_0$ of van 100 $(1 - 1/a)$ % (in % van de gemeten spanning V_1). In fig. 3 is uitgezet hoe groot deze fout f is voor verschillende afstanden d.

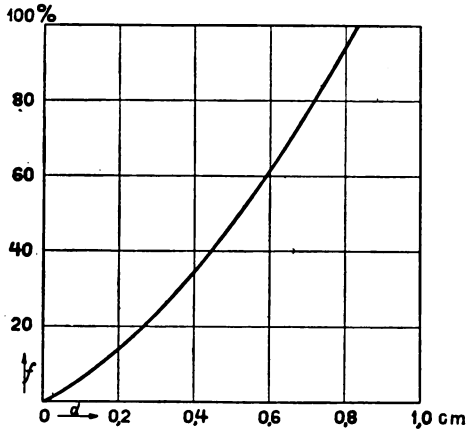


Fig. 3.

Voor het cylindrische geval, waarmee we bij een diode in werkelijkheid te doen hebben, zal het veld meer aan de kathode geconcentreerd zijn en zullen de electronen dus sneller loopen. De fout wordt hierdoor kleiner. Hiertegenover staat dat de invloed der ruimteladingen in tegengestelde richting werkt. Voor de metingen werden nu dioden vervaardigd waarvan anode

Digitized by Google

en gloeidraad diameters hadden van resp. 2 en 0,060 mm; nemen we aan dat fig. 3 hiervoor nog ongeveer geldt dan zal men daarbij dus een fout verwachten van 5%.

Een tweede punt van overweging geldt de opstelling van fig. 2. Men is er daarbij niet geheel zeker van dat er geen trillingen optreden in de verbindingsdraden A; men veronderstelt immers bij de meting dat C, F_1 en F_2 op dezelfde potentiaal zijn. Teneinde dit bezwaar te ondervangen werd gebruik gemaakt van de in fig. 4 aangegeven schakeling. Aan het open einde van het

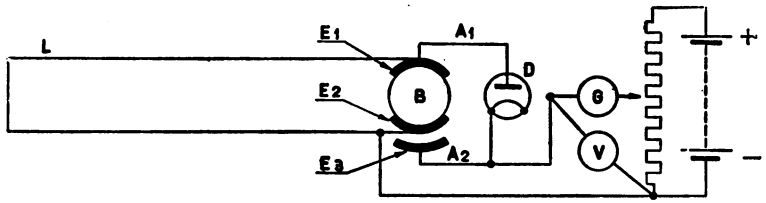


Fig. 4.

Lechersysteem bevond zich de ontladingsbuis B. Als electroden deden twee, op den buitenkant van het glas geplakte, reepen stanniol E_1 en E_2 dienst. De eene was met de anode van de diode D verbonden, de andere via een potentiometer en een galvanometer G met den gloeidraad. Om nu zeker te zijn dat de kathode ongeveer de potentiaal van het bekleedsel E_2 had, was op dit bekleedsel, door een zeer dun laagje mica ervan gescheiden, nog een derde reep stanniol E_3 aangebracht die met E_2 een condensator vormde van ca. 300 $\mu\mu F$. De kathode was met E_3 verbonden. Daar de capaciteit van den condensator gloeidraad-anode zoo klein mogelijk was gehouden (enkele $\mu\mu F$) en bovendien de verbindingsdraden A_1 en A_2 kort waren, mag men aannemen dat de wisselspanning tusschen E_1 en E_2 (dus op de buis) met groote benadering gelijk zal zijn aan die tusschen den gloeidraad en de anode van D. Brengt men nu een tegenspanning aan, iets kleiner dan de topwaarde der wisselspanning dan zal de galvanometer G een uitslag vertoonen.

Nog zij vermeld dat de ontladingsbuis een kegelvorm had als in fig. 5 aangegeven, de electroden E_1 en E_2 waren dus onder aan de buis veel dichter bij elkaar dan boven en de glimontlading kon zich instellen op den gunstigsten electrodenafstand.

De frequentie der gebruikte trillingen was $3{,}2 \times 10^7$.

Digitized by Google

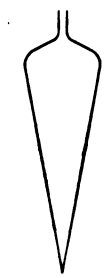


Fig. 5.

§ 6 Het resultaat van op deze wijze [1]) uitgevoerde me tingen was, dat in Neon de topspanning bleek te kunnen dalen tot 10 à 11 Volt. Toch worden daarbij Neonatomen geioniseerd en daarvoor is een electronenenergie van 21,5 Volt noodig, althansvan 16,6 of 18,5 Volt (met deze laatste zou men kunnen volstaan wanneer het Neonatoom eerst werd aangeslagen [2]) en daarna door een tweede electron geioniseerd: cumulatieve ionisatie). Hier blijkt dus een nieuw effect voor den dag te komen: onder den invloed van een wisselveld kunnen electronen een grootere energie krijgen dan met de topspanning van dat veld overeenkomt. In vacuo is dit natuurlijk onmogelijk, bij aanwezigheid van een edelgas kan men het zich gemakkelijk voorstellen. Daarin verloopen, gelijk bekend is, de botsingen tusschen electronen en atomen elastisch zoolang de energie der eerste kleiner is dan de aanslagenergie. Maken de electronen dus veel botsingen, dan zullen ze desondanks toch de energie verkrijgen die met het doorloopen potentiaalverschil overeenkomt. Wanneer deze botsingen nu maar zoodanig verloopen, dat de verplaatsing van het electron tegelijk met het veld van richting omkeert, dan zal de energie van het electron blijven toenemen. Ook bij 10 Volt topspanning zal ze dan voldoende kunnen worden om een Neonatoom aan te slaan of te ioniseeren. Voor het optreden van dit effect wordt vereischt dat de frequentie hoog genoeg is om het verdwijnen van het electron aan de electroden te verhinderen; verder mag de druk niet zoo laag zijn, dat de botsingskans te gering wordt en niet zoo hoog dat de elastische energieverliezen een belangrijke rol gaan spelen.

In verband met het bovenstaande lijkt het mij niet juist [1]) wanneer Kirchner de door hem gemeten minimumspanning van 15 Volt gelijk stelt aan de aanslagspanning van Neon (16,6 Volt) en dan aanneemt dat de ionisatie door twee electronenstooten wordt teweeggebracht. Immers dan gaat men van de veronderstelling uit dat de electronen in een wisselveld met een topspanning V_0 ook een met snelheid V_0 kunnen verkrijgen. Dit geldt echter (wanneer van het

1) Noot bij de correctie. Later werden nog metingen verricht met een buis, waarbij de capaciteit tusschen de bekleedsels E_2 en E_3 tweemaal zoo groot was. Daarbij werd een zoodanig ingerichte diode gebruikt, dat de totale lengte der draden A_1 en A_2 (gemeten van bekleedsel tot anode) resp. slechts 2,3 en 2,5 cm bedroeg. Deze metingen leverde dezelfde waarde voor de minimumspanning op.

2) Het waarschijnlijkst lijkt hiervoor het aangeslagen worden der $2p$-niveau's (ca. 18,5 V) en niet dat der 1s-niveaus (ca. 16.6 V); vgl. Dorgelo, Physica 5, 90, 1925; F. M. Penning, ZS. f. Phys. 41, 769, 1927.

3) Nog afgedacht van het opgemerkte in noot 2 (hierboven.)

Digitized by Google

boven beschreven effect wordt afgezien) alleen wanneer de doorlooptijd der electronen te verwaarloozen is t.o.v. de periode en het geheele afwijkende gedrag der hoogfrequente glimontlading berust juist op het feit dat beide tijden vergelijkbaar worden. Bovendien kan men zeer gemakkelijk aantoonen dat een vrij, niet-botsend electron in een wisselend lineair veld van de sterkte E_0 e.s.e. per cm hoogstens een snelheid kan verkrijgen

$$v_{max} = \frac{2\,\varepsilon\,E_0}{m\,\omega}.$$

De metingen van Kirchner hadden plaats met een ω van $2{,}2 \times 10^8$; verder is uit fig. 7 van zijn artikel, in verband met de tekst [1]), af te leiden dat de electrodenafstand bij de waargenomen spanning van 15 Volt 0,75 cm heeft bedragen. E_0 was dus 20 Volt per cm. Hiermee vindt men voor de maximum snelheid van een electron (uitgedrukt in Volts)

$$v_{max} = 5{,}4 \text{ Volt},$$

dus veel minder dan met de topspanning overeenkomt. Ook de experimenten van Kirchner zelf wijzen dus reeds op het boven beschreven effect [2]).

Tot hoe lage spanning men bij Neon door dit effect kan komen is a priori niet te zeggen. Theoretisch kan de snelheid van een electron, wanneer het telkens op de goede manier botst, onbegrensd toenemen. Het is dan ook zeer goed mogelijk dat door een geschiktere experimenteele opstelling nog aanmerkelijk lagere waarden dan de hier genoemde 10 à 11 Volt zijn te verwezenlijken.

Gaarne vermeld ik tenslotte dat bespreking met Dr. Holst, Dr. van der Pol en Ir. Tellegen op verschillende punten mijn inzicht heeft verhelderd.

Zusammenfassung.

Es wird eine Übersicht gegeben über die Messungen der Brennspannung einer Glimmentladung bei schnell wechselndem Feld (Gutton, Kirchner, Gill und Donaldson). Anschliessend daran wird über eigene Messungen in Neon berichtet. Dabei zeigte sich dass die Brennspannung bis auf 10 bis 11 Volt hinunter gehen konnte (Scheitelspannung). Diese Erscheinung zeigt dass Electronen bei der benutzten Frequenz (3×10^7) abnormal grosse Geschwindigkeit ansammeln können, wie sich das durch Zusammenstösse mit Atomen leicht erklären lässt. Der früher von Kirchner beobachtete Minimalwert (15 Volt) weist ebenfalls darauf hin.

Eindhoven, Maart 1927. NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

[1]) In deze fig. 7 zijn de electrodenafstanden verkeerd aangegeven; men kan uit den tekst opmaken dat de teekens in omgekeerde volgorde geplaatst hadden moeten zijn.

[2]) Tenzij men wil aannemen dat de veldverdeeling bij deze proeven (tusschen evenwijdige vlakke platen) zeer ver van de lineaire afweek. Door E_0 driemaal zoo groot te nemen komt men echter nog niet op een snelheid van 16 Volt; want in dit geval moet men weer in aanmerking nemen dat de electrodenafstand te gering is om deze snelheid te doen bereiken.

Digitized by Google

OVER HET BEPALEN VAN DE KWALITEIT VAN OPTISCHE STELSELS [1])

door A. C. S. VAN HEEL.

Dames en Heeren, zeer gewaardeerde toehoorders,

Het zien is een belangrijk hulpmiddel in den strijd om het bestaan. Wat zouden wij zonder oogen moeten beginnen, die in staat zijn om althans één octaaf van de electromagnetische trillingen direct op te vangen en in tamelijk fijne nuanceering door te zenden naar het denkcentrum! Waar die strijd zich verscherpt en waar niet alleen tegen de „natuur", maar ook tegen den medemensch wordt gestreden, worden aan de optica ook zwaarder eischen gesteld. De gezichtszin moet in vele opzichten verbeterd en verfijnd worden. De verrekijkers moeten de beelden vergrooten, de telemeters moeten door een kunstmatige vergrooting van den onderlingen afstand der oogen het perspectivisch zien ondersteunen, de fotografie moet de beelden vastleggen, maar meer nog! De physici en ingenieurs moeten methoden uitdenken om uit de luchtfoto's snel en zeker het terreinbeeld te construeeren, zij moeten toestellen aangeven om de schietwerktuigen tot precisie-instrumenten te maken, kortom, zij voeren den strijd op intellectueel terrein.

Om bij de optica te blijven, het is zeker dat in de landen, waar de wereldoorlog gewoed heeft, de theoretische en toegepaste optica een groote vlucht heeft genomen. Voorbij is de gemoedelijke tijd, dat dit vak luxe was, zooals de dagen, dat brillen een groote zeldzaamheid waren.

Hoezeer het ook bedroevend stemt, dat zooveel goede en schoone dingen zóó'n oorsprong hebben, moet men toch niet uit het oog verliezen, dat tijdens den oorlog de strijdende landen een aanzienlijken voorsprong gekregen hebben op hun meer vredelievende, of moet ik zeggen meer door het lot begunstigde buren. Hoe hard is er gewerkt in Duitschland, om de practische optica op het hooge peil te houden, waarop zij sinds de dagen van Abbe en Schott stond, in Engeland om zelf de benoodigde glassoorten te fabriceeren, in Amerika, waar bijvoorbeeld het Geophysical Laboratory te Washington sinds 1919 te voorschijn kwam met een reeks van publicaties, welke een nieuwen weg openen voor de behandeling van optisch glas, met groote besparing van tijd en materiaal.

[1]) Openbare les, 30 Maart 1927 uitgesproken bij den aanvang zijner lessen als privaat-docent aan de Technische Hoogeschool te Delft.

Digitized by Google

In Frankrijk onstond in die jaren een compleet optisch laboratorium, het Institut d'Optique. Techniek en wetenschap zijn daar zeer nauw verbonden, de technici kunnen er òf met hun vragen en moeilijkheden aankloppen, òf er zelf de noodige kennis opdoen en een diploma verwerven van Ingénieur d'optique. Met deze enkele grepen moge volstaan worden; het aantal voorbeelden van wat de druk der omstandigheden aan nuttigs, aan blijvends schiep, kan onbeperkt vermeerderd worden.

Het ligt niet op den weg van de landen, die *niet* hun uitersten kracht moesten inspannen om te blijven bestaan, om een concurrentie-strijd aan te binden met de overigen. Zij bepalen zich ertoe gebruik te maken van de vooruitgang van de techniek en... bestellen waar zij geholpen kunnen worden.

Dit heeft, om ons alweer tot de optiek te bepalen, het gevolg, dat men hier in Holland, waar trouwens nooit een optische industrie blijvend bestaan heeft, de voor techniek en wetenschap benoodigde optische instrumenten in het buitenland bestelt, maar ook, en dit dunkt ons ernstiger, dat men hier niet gemakkelijk een contrôle heeft op de geleverde waar.

Is het mogelijk eenigen onder u te overtuigen van het belang van zoo'n contrôle, en van de mogelijkheid die contrôle zelf uit uit te voeren met de vereischte nauwkeurigheid, dan zal ik mijn streven ruimschoots beloond achten.

De tijd is te kort om meer dan een zeer vluchtigen blik te werpen op een dergelijke mogelijkheid. Daarom zal het wellicht nuttig zijn een enkel onderdeel nader te bezien.

Een belangrijk deel van alle optische instrumenten bestaat uit een spiegel- of lenzenstelsel, dat ten doel heeft voorwerpen te vergrooten of af te beelden. Zijn de beelden die men ermee verkrijgt goed, dan is het instrument ook goed. Wanneer mag men echter zeggen, dat een beeld „goed" is? Kan dit ook in getallen uitgedrukt worden?

Om op deze vragen te kunnen antwoorden zal het noodig zijn eens te beschouwen hoe een beeld tot stand komt.

Nemen wij als lichtbron een puntvormig lichtend deeltje aan, dan zal dit naar alle kanten licht uitzenden, en na verloop van zekeren tijd zal de lichtbeweging aangekomen zijn op een bol met dit punt als middelpunt. Immers, men stelt zich voor, dat het licht

Digitized by Google

zich voortplant als ware het een golfbeweging, met een bepaalde golflengte (wanneer wij ons voorloopig tot eenkleurig licht bepalen). Zoo'n oppervlak als de genoemde bol, waar het licht op een gegeven oogenblik tegelijk aankomt, noemt men een golffront.

Men ziet nu gemakkelijk in wat de vorm moet zijn van het golffront, dat uit een optisch stelsel treedt, opdat de beelden volmaakt zijn: een bolvormig golffront met de lichtbeweging naar het middelpunt toe. Heeft het stelsel werkelijk de eigenschap dat de uittredende golffronten allen hieraan voldoen, dan heeft men een volmaakt optisch instrument. Nu doet zich al dadelijk de moeilijkheid voor, dat men alleen rekening kan houden met licht, dat door het instrument gegaan is, dat wil dus zeggen het uittredende golffront kan wel een bolvormige gedaante hebben, maar het kan nooit meer dan een gedeelte van dien bol beslaan. M.a.w. men heeft in het gunstigste geval te maken met een gemutileerd bolvormig golffront, hetgeen tot gevolg heeft dat in het middelpunt den bol wel maximaal licht is, maar niet alléén daar is licht. Aan een eenvoudig voorbeeld is gemakkelijk te zien hoe groot de uitspreiding van het licht in de buurt van het middelpunt is. De grootte van het schijfje waarin het licht zich uitspreidt is afhankelijk van de golflengte van het licht en van de grootte van het deel van het (bolvormig onderstelde) golffront, dat door het instrument wordt doorgelaten. Door de onmogelijkheid zelfs met bolvormige golffronten een puntvormige afbeelding van punten te krijgen is dus door de golfnatuur van het licht een grens gesteld aan het oplossend vermogen van de instrumenten.

Welnu, blijven de afwijkingen van het golffront, dat uit een instrument treedt, binnen zulke nauwe grenzen, dat het bovengenoemde schijfje niet merkbaar grooter wordt, dan zullen wij zeggen dat het instrument volmaakt is. De *correctie-toestand* van een optisch stelsel kan nu scherp gedefinieerd worden als de mate van overeenstemming van het uittredende golffront met een bol.

Al naar gelang de afwijkingen van den bolvorm gemeten worden langs de lichtstralen of als richtingsveranderingen van de lichtstralen, spreekt men van *normale* of *tangentieele* afwijkingen, resp. aangeduid met *n* en *t*.

Als plaats waar die tangentieele afwijkingen gemeten worden kiest men gewoonlijk het „beste brandvlak", d.i. het vlak waar men de beste beelden krijgt. Men ziet gemakkelijk in, dat de

Digitized by Google

afwijkingen van de richting van een bepaalde lichstraal (t) tevens de afwijking is van de helling van het raakvlak aan het golffront van den goeden stand, nl. het raakvlak aan den bol (vandaar de naam tangentieele afwijkingen). Bepaalt men zich voorloopig tot een vlak door de as van het optische stelsel, dan kan men voor zoo'n vlak een grafische voorstelling maken van de tangentieele afwijkingen t in afhankelijkheid van den afstand y van den as van het bijbehoorende deel van het golffront. Men verkrijgt zoo het „tangentieel profiel" van het stelsel in het beschouwde vlak. Met deze tangentieele profielen, en met de straks te behandelen „normale profielen", heeft men steeds te maken als men een optisch stelsel fabriceert of controleert.

Het is daarom de moeite waard eens na te gaan, op welke wijze men zich van een bepaald optisch stelsel zoo'n profiel verschaft. Het zal daarbij, hoop ik, blijken, dat dit niet zeer moeilijk is, en dat men dus zonder al te veel moeite de kwaliteit van het stelsel kan bepalen. Het ligt dus slechts aan onszelf als we ons niet vergewissen van de hoedanigheid der uit het buitenland verschafte optiek.

Voor de meting van het tangentieel profiel komt een groot aantal methoden in aanmerking, waarvan wij de eenvoudigste en voornaamste in het kort zullen nagaan.

Denken wij ons door een scherm met twee openingen twee lichtstralen afgezonderd, B_1A_1 en B_2A_2, uit den bundel, die onderzocht wordt, en nemen wij aan, dat de beste beelden van het geheele stelsel gevormd worden in het vlak ψ.

Was het golffront een bol met E (in ψ gelegen) als middelpunt, dan zouden alle, ook de twee genoemde stralen naar E convergeeren. Door het afwijken van den bolvorm snijden de stralen het vlak ψ echter in twee punten A_1 en A_2.

Blijkbaar zijn nu EA_1 en EA_2 de tangentieele afwijkingen der twee stralen, en door vele plaatsten van het golffront aldus te onderzoeken verkrijgt men evenzoovele punten van het tangentieele profiel. Voor de bepaling van de richting der stralen gebruikt men niet één, maar twee instelvlakken: dit is de methode van Hartmann, die vooral voor astronomische kijkers veel gebruikt is.

Men fotografeert een ster tweemaal terwijl het objectief afgeschermd is door een scherm met vier openingen, eenmaal met de plaat op een afstand l van het objectief, die kleiner dan de

Digitized by Google

brandpuntsafstand is, een tweede maal op een afstand $l + \triangle$, waar $l + \triangle$ grooter dan de brandpuntsafstand is. Door het uitmeten van deze platen is in verband met de gemeten afstanden l en $\triangle$ een nauwkeurige bepaling der tangentieele afwijkingen mogelijk, evenals van de zoogenaamde astigmatische afwijkingen, waarvan de behandeling hier echter te ver zou voeren.

Van een reeks van dergelijke opnamen, in de jaren 1904 tot 1906 te Leiden gemaakt met behulp van den fotografischen refractor, kan ik u een reproductie laten zien. Het objectief was door een scherm in zes zônes verdeeld met ieder vier of acht openingen; ieder der zônes is tweemaal intra-focaal en tweemaal extra-focaal gebruikt. Zoodoende is het objectief op zeer vele plaatsen (28) aan een onderzoek onderworpen geweest en men kan zich nu een oordeel vormen over de gedaante van het golffront; een minutieuse uitmeting op een comparateur (die nog $^1/_{1000}$ mm gaf) was daarvoor noodig. En toch is men met het groote aantal verkregen punten van het tangentieele profiel nog niet zeker of er ernstige afwijkingen verborgen bleven, of dat omgekeerd toevallig één of meer openingen op slechte plaatsen vielen, die uitzonderingen op het objectief zijn.

Heeft men alles uitgemeten, dan kan men gaan uitrekenen hoe groot het cirkeltje in het brandvlak is, dat nog juist *alle* doorsnijdingspunten omvat. De grootte van dezen „afwijkingscirkel" is een maat voor de kwaliteit van het objectief. Liever nog neemt men als straal van den afwijkingscirkel het gemiddelde der afwijkingen.

Nu is de kleinst mogelijke cirkel (de diffractiecirkel) reeds door de golftheorie gegeven, zooals wij boven aanroerden. Het aantal malen nu, dat de doorsnede van den gevonden afwijkingscirkel grooter is dan den straal van dezen diffractiecirkel zou men op voorstel van Yvon de *klasse* van het objectief kunnen noemen.

De klasse 1 wil dus zeggen: een practisch volmaakt optisch stelsel; immers de afwijkingen vallen binnen de grenzen door den aard van het licht gesteld. Hier ziet men dus den golftheoretischen kant tot uiting komen van de schijnbaar zoo geheel meetkundige methode van Hartmann.

De bezwaren die de methode heeft: veel werk met het opnemen (ster, of moeilijk te realiseeren kunst-ster) en het uitmeten, beletten niet, dat zij veelvuldig wordt toegepast, bijvoorbeeld onlangs nog in het Optische Instituut te Leningrad gedurende het slijpen van een tiental parabolische spiegels.

Digitized by Google

Een andere weg, door Cotton aangegeven, voert tot hetzelfde resultaat, waarschijnlijk met minder moeite. Men kan namelijk de richting van de lichtstralen nog op geheel andere wijze bepalen: door ze in twee gelijke helften te splitsen en die met elkaar te laten interfereeren; het midden van de interferentie-figuur wordt door de richting van den geheelen gesplitsten bundel bepaald. Door den afstand der spleten klein te maken kunnen de interferentiestrepen op behoorlijken afstand gebracht worden, zoodat men in staat is zonder kostbare hulpmiddelen de verplaatsingen van de middelste streep in het vlak ψ te meten of te fotografeeren; de dubbele spleet verschuift men daarbij over het geheele oppervlak van de te onderzoeken lens of spiegel.

Een voordeel van deze methode t.o.v. die van Hartmann is o.a. dat men nu visueel alle deelen van het oppervlak kan afzoeken. Ondanks de geringe lichtsterkte zal een demonstratie u wellicht een beter denkbeeld van de methode geven, dan men door woorden geven kan [demonstratie].

Daarvoor is opgesteld een zoogenaamde Hollandsche verrekijker, bestaande uit een klein astronomisch objectief van Merz van zeer goede kwaliteit en een holle lens; deze kijker beeldt een spleet op het scherm af. Voor het objectief kan een dubbele of meervoudige spleet geplaatst worden, hetgeen de bekende interferentie-figuur doet ontstaan. Door bij één der spleten de warme lucht van een lucifer te laten opstijgen, krijgt men een verschuiving, hetgeen aantoont, dat de methode zeer gevoelig is voor kleine veranderingen in de optische weglengte.

Een andere methode om het tangentieel profiel te bepalen, die ten volle de aandacht verdient door haar overzichtelijkheid en klaarheid, is door Foucault aangegeven.

Gaan wij nog eens terug naar ons uittredend golffront en stellen wij ons voor, dat in het vlak ψ naar E, het „beste brandpunt", van rechtsaf de scherpe kant van een mes gebracht wordt. Kwamen *alle* stralen samen in E, dan zou er juist geen licht meer doorgelaten worden. Een straal uit een plaats B van het golffront echter, die naar links afwijkt, passeert wel; houdt men dus het oog achter het mes, dan ziet men van B licht komen, terwijl andere plaatsen reeds geheel duister zijn vóór dat B duister werd bij het bewegen van het mes van rechts naar links. De tangentieele afwijkingen uiten zich blijkbaar door de nuances in licht en duisternis.

Digitized by Google

Gaan wij nu na, terwijl het mes alleen in dwarsrichting en wel van rechts naar links wordt bewogen, wanneer er voor een bepaalde plaats duisternis optreedt, dan blijkt dat de plaatsen met positieve tangentieele afwijking het eerst verduisterd worden, vervolgens (als het mes in E is aangekomen) de plaatsen waar de afwijking nul is, en tenslotte de plaatsen met negatieve tangentieele afwijking. De y-as fungeert op het tangentieele profiel als „verduisterings-lijn" voor het geval de kant van het mes in E staat.

Telt men de tangentieele afwijkingen vanaf een meer naar rechts gelegen niveau (β_0), dan verschuift de verduisteringslijn op de profielteekening naar rechts, naar de verticale lijn $t = \beta_0$.

Wordt het mes over een afstand α_0 in de richting van de lichtvoortplanting achteruit geschoven dan gaat de verduisteringslijn hellen.

Men begrijpt dat uit het tangentieele profiel af te leiden is wat men zien zal bij bepaalde standen van het mes, maar ook omgekeerd kan men door waarnemingen en door meting van α_0 en β_0 de gedaante van het profiel, althans eenigermate, bepalen.

De methode berust dus op de stelling: „Une chose existe là où l'on peut la supprimer". Dit zijn de woorden die Huygens gebruikte om een dergelijke methode te kenschetsen, die diende om de kwaliteit van het glas zijner lenzen te bestudeeren en om de kromtestralen van de lensoppervlakken te meten (nl. door deze als holle spiegels te laten werken). Zoo schrijft hij in 1686 over een lens van van 's Gravesande Senior: „Je l'ay exposé à la réflexion de la chandelle, dont il renverse la flamme assez bien, mais tenant l'oeuil au foyer et dans le point de confusion il me semble que j'y vois des choses qui marquent quelque defaut et beaucoup de drabbigheyt".

Eerst Foucault ging haar systematisch toepassen bij het slijpen van zijn astronomische reflectoren. Aan een figuur uit zijn tweede verhandeling hierover is duidelijk te zien hoe de aard der afwijkingen zich uit in hetgeen men waarneemt. Van eenige lenzen, die ik tot mijn beschikking had, kan ik u dergelijke foco-grammen laten zien.

Vooreerst het objectief van Merz, dat zoo juist bij de proef van Cotton gebruikt is, en dat blijkbaar weinig afwijkingen heeft.

Vervolgens een veel minder mooi gecorrigeerd zoogenaamd periscopisch objectief van Perken, en op grooten schaal een moderne dubbel-anastigmaat van Rodenstock, met eene zône van afwijkingen,

Digitized by Google

welke echter bij diafragmeeren op $^3/_4$ van de opening verdwijnt; deze lens heeft een zeer groote opening ($f/4$) en is dan ook met volle opening verre van volmaakt gecorrigeerd.

Tenslotte kan ik u behalve de reproductie ook het focus-beeld zelf laten zien van een antieken spiegel (verzilverd glas) uit een ouden kijker van Grubb, die op de sterrewacht te Leiden aanwezig is, en die voor deze demonstratie op uiterst welwillende wijze is afgestaan.

Om u een denkbeeld te geven van de gevoeligheid van deze methode zal ik de verduisterde spiegel weer op sommige plaatsen zichtbaar maken door de teruggekaatste lichtstralen een uiterst kleine afwijking te geven, en wel door de warme lucht die op onregelmatige wijze opstijgt van mijn hand, door de warme lucht die opstijgt van een vlammetje, door een straal koolzuurgas, en tenslotte door de geringe luchtstroom, die een electrisch (zwak) verwarmd draadje te voorschijn roept [demonstraties].

De *gevoeligheid* van de methode is zeer groot, de *nauwkeurigheid* niet; kleine richtingsveranderingen zijn goed zichtbaar, maar hoe groot die afwijkingen zijn, is moeilijk uit te maken, omdat de lichte gedeelten van de duistere gescheiden zijn door een overgangsgebied waar zij geleidelijk in elkaar overgaan.

Niettemin wordt Foucault's methode, zij het ook in eenigszins gewijzigden, verscherpten vorm, veelvuldig toegepast bij het slijpen van zeer groote lenzen en spiegels.

Eén der grootste mannen op dit gebied is wel Ritchey, die de groote spiegels voor het Mount-Wilson observatorium sleep.

Op de plaatjes van de slijpmachine van den spiegel van 150 cm middellijn is te zien, hoe het reusachtige stuk optiek zoo bevestigd is, dat het om een horizontale as gedraaid kan worden en aldus op volkomenheid getoetst.

Het gelukte Ritchey na jaren van onverpoosden arbeid dezen en nog een tweeden spiegel van 250 cm middellijn, zoo zuiver te slijpen, dat zij nergens een afwijking vertoonden van den geëischten paraboloïdischen vorm grooter dan $^1/_{10000}$ mm, en, nog niet tevreden met deze successen, of waarschijnlijk juist er door aangemoedigd, loopt hij thans rond met het plan een even volmaakten reflector van vijf meter middellijn te slijpen.

Nu blijven zulke groote afmetingen wel uitzondering, maar toch heeft men ook in de techniek behoefte aan zeer groote, zeer nauwkeurige en tevens houdbare spiegels, en wel voor de sinds

Digitized by Google

den oorlog zoo tot ontwikkeling geraakte zoeklichten. Om u een denkbeeld te geven wat er voor noodig is om klaar te staan voor de aanvragen van de astronomen en tevens van deze zoeklichttechnici laat ik u eenige plaatjes zien uit de werkplaatsen van een groote Engelsche slijperij (Grubb, Parson's & Co.), waarop de groote slijpmachines en polijstmachines te zien zijn. Interessant is de torencontroleur, waar de slijper zeer snel de resultaten van het plaatselijk slijpen kan zien, en wel door de spiegel op de machine te laten en met de methode van Foucault verticaal te gaan werken, waarvoor een lift dienstig is.

Het stel zoeklichtreflectoren maakt grooten indruk. Toch zou men met betrekkelijk korten levertijd ook in Duitschland (Zeiss), Rusland of Amerika een dergelijk stel kunnen machtig worden.

Alle tot nu toe genoemde methoden (Hartmann, Cotton, Foucault) om het tangentieel afwijkingsprofiel te bepalen hebben sinds kort een mededinger gevonden in een nieuwe methode, tenminste waar het betreft objectieven te bestudeeren met zeer groote opening, zooals de moderne fotografische objectieven en de lenzenstelsels voor bioscopische projectie. Voor deze stelsels zijn namelijk methoden uitgewerkt door Lenouvel te Parijs en Ronchi te Florence.

Beschouwen wij, om deze zeer op elkaar gelijkende methoden te begrijpen, nog eens een tangentieel profiel. Door de kant van het mes van Foucault op een afstand β_0 van de as te houden en het mes tevens langs de as over een afstand α_0 weg te schuiven kregen wij een aanzien van het golffront, dat uit het profiel afgeleid kon worden door een „verduisteringslijn" op de aangegeven wijze er doorheen te trekken. Wat rechts van die lijn ligt is licht, wat links ligt is donker. Om den verdoezelenden invloed der halfschaduwen te vermijden zou men met Ritchey van een tweede mes gebruik kunnen maken, dat van den tegengestelden kant wordt aangeschoven op denzelfden afstand van het stelsel (zelfde helling van de verduisteringslijn!). Nu ziet men door de spleet slechts weer enkele gedeelten van het golffront licht, en wel de op het profiel vrijgelaten stukjes. Door de spleet in dwarsrichting te verschuiven laat men op de profielteekening de open ruimte het geheele profiel bestrijken. Zoo krijgt men een geheele reeks beelden, die tezamen het profiel opbouwen. Ook zou men de spleet op bepaalde aequidistante plaatsen kunnen zetten. En

Digitized by Google

Digitized by Google

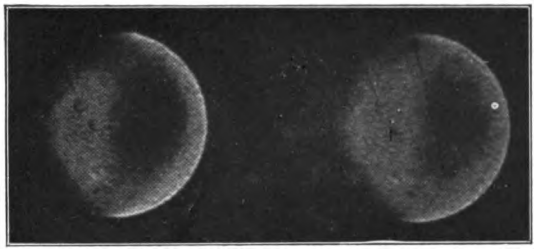


Fig. 1.

Focogram volgens Foucault. Periscopisch objectief; $F/D = 5{\cdot}5$.

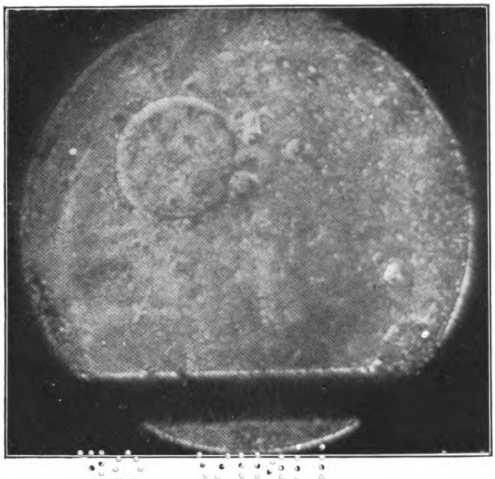


Fig. 2.

Focogram volgens Foucault. Verzilverde glazen parabolische spiegel, met veel plaatselijke gebreken.

Fig. 3.

Fig. 4a.

Fig. 4b.

Fig. 4c.

Focogrammen volgens Ronchi, golflengte 4500 *AE.*, rooster met 10 lijnen per mm. Alle opnamen intrafocaal. Fig. 3. Tessar objectief van Zeiss; $F/D = 4{\cdot}5$. Fig. 4. Eurygonal-objectief van Rhodenstock; $F/D = 4$.

Digitized by Google

er kan nog een stap verder gedaan worden door op gelijke afstanden een reeks spleten te zetten, en het stelsel door dit rooster heen te bezien. Immers zal men nu de donkere tusschenruimten op het stelsel als strepen geprojecteerd zien, en wanneer zoo'n streep niet recht is kan men onmiddellijk daaruit de zijdelingsche afwijking aflezen.

Stel, om de gedachten te bepalen, dat men te doen heeft met een rooster van 10 lijnen per millimeter. Heeft nu een gedeelte van het golffront een zoodanige afwijking dat de lichtstralen die van dat gedeelte uitgaan niet op de open tusschenruimte vallen, waar men ze verwacht, maar op het begrenzende donkere deel van het rooster, dan is de afwijking der stralen van dat deel (in het vlak van het rooster gemeten) juist $^1/_{20}$ millimeter. Met één oogopslag zijn nu de tangentieele afwijkingen af te lezen.

De grondproef: spleet, lenzenstelsel, rooster, oog kan ik u eenigszins gewijzigd laten zien. Het oog vervangen wij door een scherm (in de practijk fotografeert men natuurlijk!) en de spleet is ook nog vervangen door een met het andere volkomen indentiek rooster; deze laatste verandering wordt aangebracht om meer licht te krijgen en is in principe reeds door Lenouvel aangegeven. Men ziet gemakkelijk in, dat de vervanging voor de spleet door een rooster geen verandering in het aspect geeft als het stelsel volmaakt is en de vergrooting één; een zorgvuldig nagaan van de lichtstralen leert, dat bij onvolmaakte systemen de afwijkingen zich volkomen op dezelfde wijze uiten als bij de grondproef, mits de vergrooting juist 1 blijft, hetgeen door een opstelling in autocollimatie te bereiken is. Voor ik u de strepen demonstreer wil ik nog even vermelden, dat voor deze verschijnselen drie theorieën gegeven zijn, nl. door Lenouvel, door Ronchi en door den critischen Yvon; helaas kloppen deze drie theorieën niet geheel: de rol die de diffractie speelt is niet volkomen opgehelderd, en een nauwkeurige analyse van deze verschijnselen, reeds ter hand genomen door Ronchi, is dus wel gewenscht.

Een dubbelanastigmaat $F/4$, dus met zeer groote opening, geeft op deze wijze groote afwijkingen te zien [demonstratie]. Wordt de lens gediafragmeerd op $F/6$, dus op $^2/_3$, dan wordt de lichtsterkte $^4/_9$ van de volle opening, doch het beeld blijkbaar veel beter. En zoo is het met vele zeer groote fotografische objectieven het geval.

In de Tessar $F/4{\cdot}5$ van Zeiss hebben wij echter een objectief, dat zelfs met volle opening nog zeer goed gecorrigeerd is, zooals

Digitized by Google

men uit het verloop der strepen onmiddellijk kan aflezen. Waar het diafragmeeren inzake diepteschérpte voordeelen heeft, doet men dus allicht goed bij overmaat van licht niet met volle opening en korte belichtingstijd te werken, maar met af te schermen en langer te belichten.

Als voorbeeld van wat de techniek aan volkomens weet te leveren kan ik u het nieuwe Ernemann-objectief $F/1{\cdot}8$ laten zien, dat zóó veel licht doorlaat, dat men bij kunstlicht nog momentopnamen kan maken en toch goede beelden krijgt, zooals op het plaatje van deze zaal te zien is, dat aan het begin van de voordracht werd opgenomen.

Nu zal ik u niet meer vermoeien met het tangentieel profiel, dat zoo nuttig was om de kwaliteit van het optische stelsel te keuren, maar nog een enkel woord zeggen over de methode van Twyman om het normale profiel op te meten, welk profiel voor den vervaardiger van nog grooter nut is. Immers kan hij onmiddelijk materiaal weg slijpen, waar dit den juisten vorming van het golffront in den weg zit.

In principe bestaat deze methode in een splitsing van een evenwijdigen lichtbundel. Deze komt voor de helft onveranderd in het oog en passeert voor de andere helft het geheele systeem in kwestie tweemaal; op de plaatjes is schematisch de loop der stralen afgebeeld bij een onderzoek van resp. een lenzenstelsel, een spiegel en een prisma. Men ziet, het is steeds een aanpassing van den interferometer van Michelson, die immers in staat is wegverschillen te meten. Vrijwel alle optiek van niet te groote afmetingen kan langs dezen weg snel en afdoend (tot op $^1/_{20}\ \lambda$, d.i. tot op $^1/_{40000}$ millimeter) gekeurd worden, maar toch ... wordt het toestel zeer weinig gebruikt: er zijn ernstige bezwaren aan verbonden. De instelling moet minstens even nauwkeurig geschieden als de grootte der fouten is, die men meten wil, en er zijn vergelijkingsoppervlakken noodig, die practisch volmaakt moeten zijn, wil de meting waarde hebben, Dit brengt met zich mede een uiterst fijne apparatuur en optiek (dus zeer hooge onkosten), maar bovendien vereischt de methode een geroutineerd werker, die eigenlijk alleen met dit toestel werkt; het instellen en controleeren zou anders langer duren dan het schrijven van een proefschrift. Dus alleen zeer groote fabrieken van uiterst fijne optiek, zooals de maker van den Twyman-interferometer zelf, Hilger Ltd., heeft nut van een dergelijk apparaat. De anderen hebben er een Platonische liefde voor.

Digitized by Google

Over de andere afwijkingsprofielen van het golffront, evenals over de chromatische afwijkingen heb ik niet gerept. Slechts wil ik omtrent het bepalen van de laatsten een mooien en eenvoudigen weg noemen, die Lenouvel heeft aangegeven: een zeer smalle strook van zijn tralie werd gebruikt en het uittredende licht door een rechtziend prisma bezien, waardoor de tangentieele afwijkingen voor ieder der kleuren zonder meer af te lezen waren uit de fotografie.

Aan het einde gekomen van wat ik u vertellen wilde over de wenschelijkheid om optische instrumenten te keuren en over de mogelijkheid om dit zelf zonder groote hulpmiddelen te doen, wil ik besluiten met in de eerste plaats mijn dank te betuigen aan hen, die mij in de gelegenheid stellen in deze richting werkzaam te zijn en tenslotte de hoop uitspreken, dat het komende geslacht zich meer de studie der practische optische kwesties zal aantrekken om aldus te trachten den grooten naam, dien Nederland op het gebied der theoretische optica heeft, ook op technisch gebied hoog te houden.

IETS OVER DE BREKINGSINDICES DER ALKALIBOORFLUORIDEN.

EEN DEMONSTRATIEPROEF

door J. H. DE BOER.

Onlangs werden door mij elders enkele waarnemingen medegedeeld [1]) over verschijnselen, welke tot stand komen, doordat de brekingsindices der beschouwde zouten — de alkaliboorfluoriden — zoo laag zijn, dat ze in de buurt van die van water komen. Het natriumboorfluoride, $NaBF_4$ en het lithiumboorfluoride $LiBF_4$ hebben zelfs brekingsindices, welke kleiner zij dan die van water; door deze zouten op te lossen wordt de brekingsindex van water verlaagd, iets wat naar mijn weten niet eerder is waargenomen. Alle tot dusverre onderzochte zouten verhoogen n.l. de brekingsindex van water, indien ze worden opgelost.

Doordat de dispersiekurven van water en de oplossingen een andere helling hebben — en wel steiler verloopen — dan die der vaste alkaliboorfluoriden komen kleurverschijnselen tot stand. Zoo snijdt de dispersiekurve van rubidiumboorfluoride die van water — of liever die van zijn verzadigde oplossing — in het geel.

[1]) Vergl. J. H. de Boer und J. A. M. van Liempt. Rec. d. tr. chim. des Pays Bas 46, 124 (1927) en J. H. de Boer, Versl. Kon. Ak. v. Wet., Amsterdam 1927.

Digitized by Google

Geel licht wordt dus bij al de overgangen van vaste stof tot vloeistof en omgekeerd welke een lichtstraal doorloopt in een met vloeistof doordrenkte kristalmassa van $RbBF_4$ nooit gebroken; dit licht gaat recht door. Voor andere kleuren is er wel een verschil in brekingsindex, ze worden voortdurend gebroken, waardoor een verstrooiïng van dit licht tot stand komt. Duidelijk kan men dan ook waarnemen, dat het doorgelaten licht geel is, het verstrooide daarentegen de complementaire kleur (blauw) vertoont.

Deze kleurverschijnselen zijn niet nieuw. Ze werden reeds door Christiansen [1]) bestudeerd bij glaspoeders in mengsels van zwavelkoolstof en benzol; verder werden ze o.a. door Berzelius waargenomen bij kaliumsilicofluoride in een zoutzuurhoudende oplossing [1]).

Het optreden van de kleurverschijnselen bij rubidiumboorfluoride is daarom interessant, omdat hier niet zooals bij kaliumsilicofluoride de brekingsindex van water kunstmatig is *verhoogd*.

Bij kaliumboorfluoride, dat bij gewone temperatuur in water nauwelijks eenige kleurverschijnselen vertoont, kan men die weer tevoorschijn roepen door de brekingsindex van het oplosmiddel kunstmatig te *verlagen*. Dit laatste kan o.a. geschieden door het systeem te verwarmen; hierdoor daalt de dispersiekurve voor water vlugger dan die voor het zout. Terwijl nu bij KBF_4 bij gewone temperatuur de dispersiekurve van het zout geheel onder die van water ligt, komt er bij hoogere temperatuur snijding, het eerst in rood en bij nog hoogere temperatuur verschuift het snijpunt naar rechts.

Een ander middel om de brekingsindex van het water te verlagen is het oplossen van $NaBF_4$ of HBF_4, zooals reeds boven werd medegedeeld.

In een geconcentreerde HBF_4-oplossing vertoont KBF_4 reeds bij gewone temperatuur de kleurverschijnselen.

Van bevriende zijde werd opgemerkt, dat deze verschijnselen geschikt waren als demonstratiemateriaal bij het onderwijs op de H.B.S. Gaarne voldoen ik dan ook aan het verzoek van de redactie van dit tijdschrift, om hier eenige recepten te geven.

Daar op de meeste H. B. S. geen caesium- of rubidiumzouten aanwezig zijn, zal ik hier alleen de recepten voor het kaliumboorfluoride geven, alhoewel bij het caesiumzout de verschijnselen mooier zijn.

1) Beschreven o.a. in Wood, Physical Optics 1921, p. 110 e.v.

Digitized by Google

Kaliumboorfluoride, KBF_4, wordt het gemakkelijkst bereid door eerst een oplossing van HBF_4 te maken. Aan zuiver fluorwaterstofzuur (ongeveer 40 %) van den handel wordt in een platinaschaal toegevoegd de helft van zijn gewicht aan zuiver boorzuur. Onder sterke temperatuurstijging lost dit boorzuur op, waarna na afkoeling de overmaat weer uitkristalliseert. Na verdunning met ongeveer het dubbele volumen water wordt gefiltreerd (dit kan nu wel door een glasfilter, want in tegenstelling met HF tast HBF_4 glas slechts weinig aan) waarna door toevoeging van kaliumchloride het moeilijk oplosbare KBF_4 wordt neergeslagen. Het zout wordt afgezogen, met koud water nagewasschen en daarna uit 3 % ammonia omgekristalliseerd (dit laatste om eventueel bijgemengd K_2SiF_6 te verwijderen; dit geeft n.l. met de ammonia SiO_2, dat kan worden afgefiltreerd). De oplosbaarheid van KBF_4 in water is bij 100° 8.5 gr. per 100 cc, bij kamertemperatuur 0.6 gr. per 100 cc.

Van dit zout wordt nu b.v. 10 gr. gebracht in 100 cc water, waarna wordt gekookt. Bij kookhitte ziet men dan dat blauw licht wordt doorgelaten, geelbruin wordt verstrooid. Bij afkoeling verandert de kleur en wel als volgt:

TABEL.

	Doorvallend	Verstrooid
100°	Blauw	Geelbruin
90°	Groen	Roodviolet
80°	Geelgroen	Violet
70°	Groengeel	Blauwviolet
60°	Geel	Blauw

Om bij gewone temperatuur de kleurverschijnselen te zien, kan men zooals boven is vermeld, als vloeistof een HBF_4-oplossing gebruiken. Men bereidt deze oplossing als boven, verdunt echter voor het filtreeren niet. Eenige voorzichtigheid kan bij deze oplossing wel worden aanbevolen. Brengt men in deze oplossing het KBF_4 en verwarmt even, dan geeft na afkoeling op kamertemperatuur het systeem heel mooi de kleurverschijnselen. Bij ongeveer 20° wordt dan groen licht doorgelaten.

Voor het geval men geen 40 %-ige fluorwaterstofzuur bij de hand heeft, diene de opmerking, dat men ook KBF_4 kan bereiden door CaF_2 in boorzuur en zoutzuur op te lossen en deze oplossing met kaliumchloride te precipiteeren.

Eindhoven, 6 April 1927.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS GLOEILAMPENFABRIEKEN.

Digitized by Google

BOEKBESPREKING.

S. P. Thompson, **Höhere Mathematik und doch verständlich, aus dem Englischen übertragen von Klaus Clusius,** 242 blz., 69 fig. — Akad. Verlagsgesellschaft m.b.h., Leipzig 1926. Prijs R. M. 6.80.

De Duitsche titel zal den wiskundige misschien wat kwakzalverachtig aandoen (in het Engelsch heet het boekje Calculus made Easy) en allicht zal menig rasecht mathematicus onder het lezen in strijd met de drie laatste woorden van den titel nog al eens brommen „ik begrijp er niets van." Voor dezulken is het boekje niet bestemd. Volgens het titelblad voor chemici, biologen en oeconomen en in een voorwoord wijst prof. Eucken er nog eens op, hoe belangrijk eenige kennis van de rekenwijzen der hoogere wiskunde voor die verschillende onderzoekers is en dat vooral een zeker vooroordeel, een soort vrees aan het inburgeren der wiskunde en haar waardeering als hulpwetenschap in den weg staat. Prof. Eucken meent, en waarschijnlijk niet zonder grond, dat de opvattingen van vele wiskundigen weinig geschikt zijn om het overwinnen dezer vrees te vergemakkelijken. Volgens hem is het belangrijke voor den beoefenaar der natuurwetenschappen of stanthuishoudkunde, niet het binnendringen in een hem onbekend gebied van wetenschap, maar het vertrouwd raken met rekenmethoden en schrijfwijzen, die voor hem practisch nut hebben. Dit is alles heel mooi, het komt ons echter voor, dat de schrijver van dit boekje het zich zelf (en den student, die zich niet te veel vragen voorlegt) wel wat erg gemakkelijk maakt. Definities geeft hij niet. Het woord limiet, of eenige vertaling er van, komt in het geheele boekje niet voor. De verschillende begrippen worden alleen met enkele voorbeelden toegelicht. Verder geeft de schrijver zich telkens moeite, om de angst voor de wiskunde weg te praten, hij doet het voorkomen alsof die angst voor een deel ontstaan is, doordat die booze wiskundigen in plaats van klein stukje, element en in plaats van veranderlijke, variabele zeggen. Het is toe te juichen, als men eens den spot drijft met onnoodig geleerd doen, maar dat door dergelijke dingen angst voor de wiskunde zou ontstaan of zelfs gevoed worden is toch wel wat ver gezocht.

Het volgende voorbeeld diene, om te doen zien, hoe den lezer de verschillende uitkomsten worden bijgebracht. Nadat aannemelijk is gemaakt, dat de afgeleide van x^2, $2x$, die van x^3, $3x^2$ en die van x^4, $4x^3$ is, zegt de schrijver, nu vermoeden we, dat de afgeleide van x^5 met $5x^4$ zal zijn enz., die van x^n, nx^{n-1}. Later zal dit door ontwikkeling volgens de stelling van het binomium bewezen worden, eerst moeten we aantoonen, dat het ook voor negatieve en gebroken n geldt. Voor dit laatste acht hij het voldoende, de gevallen $n = -2$ en $n = {}^1/_2$ te behandelen, daarbij verwijst hij weer naar de stelling van het binomium, die op blz. 110 zal komen. Inderdaad is op die bladzijde (en anders nergens) van die stelling sprake, althans men vindt er de formule voor de ontwikkeling van $(a + b)^n$ echter zonder bewijs, zonder op de negatieve en gebroken waarden van n te letten en in een vorm, waarin ze in het algemeen voor andere dan geheele positieve waarden voor n niet geldt.

Niettemin zal het boekje wel den beginner, die geen leiding heeft, over de eerste moeilijkheden kunnen heen helpen, wellicht beter dan een dik leerboek, dat de stof op grondige wijze behandelt en iedere aanvechtbare bewering angstvallig vermijdt. De leerling, die aan het eind gekomen is, meene echter niet, dat hij nu wiskunde geleerd heeft. H. B.

Digitized by Google

P. M. de Wolf, „**De electronentheorie**" Kluwer, Deventer 1926.

De schrijver heeft ondernomen, in een bestek van ca. 90 kleine bladzijden, voor leeken de moderne athoomtheorie te schetsen. Er schijnen categorieën van personen te bestaan, die bevredigd worden wanneer feiten in een eenvoudigen, min of meer apodictischen vorm worden megedeeld. Voor deze categorieën is het boekje bedoeld. Zooals de schrijver zelf in zijn voorbericht opmerkt is onvolledigheid of zelfs onjuistheid in de voorstelling daarbij een niet te vermijden euvel. Tegen hieruit voortvloeiende critiek wapent hij zich door een noot in het voorbericht, waarnaar in den tekst dan ook eenige malen wordt verwezen. Dit neemt niet weg dat mij bij de lezing enkele voorstellingen zijn opgevallen, die m.i. niet door den beugel kunnen. Zoo vinden wij op pag. 13 een interpretatie van de invloed der relativiteitscorrectie van Sommerfeld op de beweging van het electron in het waterstofatoom, die op geen wijze goed te praten is. Een tweede opmerking betreft fig. 4, die een grafische voorstelling der aethergolven brengt. Waar de schrijver zoover gaat in zijn werkje de jongste transmutatieproeven op te nemen, had ook deze voorstelling op de hoogte van den tijd kunnen zijn. Het „onbekend" tusschen Röntgenstralen en de γ-stralen van de radioactieve elementen had gevoeglijk kunnen vervallen; de afstand tusschen de ultraviolette stralen en de Röntgenstralen kan sinds de proeven van Lyman, Millikan en Bowen eenerzijds en onderzoekers als Dauvillier en Holweck anderzijds, als overbrugd worden beschouwd, terwijl de brug tusschen electrische- en „warmte"-golven door E. F. Nichols en Arkadiewa is gelegd. Eindelijk mag men protesteeren tegen het woordje onbekend aan de lange golfzijde van het electrische spectrum, daar immers iedere lading, hoe langzaam ook bewogen, geacht kan worden, straling uit te zenden, het moest dan zijn dat bedoeld wordt dat deze straling bij zeer kleine frequenties niet meer is aan te toonen. Aan de korte golfkant had (als laatste snufje) de door Kolhörster en Millikan bestudeerde kosmische straling kunnen worden toegevoegd.

In de elementen-tabel (pag. 15) hadden Noddack, Berg en Mej. Tacke als ontdekkers van de elementen 43 en 45 behooren te worden genoemd, terwijl de ontdekking van 61 (Illinium) door Hopkins had kunnen worden vermeld.

Eindelijk had, waar op andere plaatsen wel landgenooten worden genoemd, bij de namen van de grondleggers van onze theoretische voorstellingen over het electron en de bouw der atomen die van Prof. Lorentz zeker niet mogen ontbreken.

de Gr.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

O. D. Chwolson, Die Physik 1914—1926. Siebzehn ausgewählte Kapitel, 696 blz., 104 fig. — Fried. Vieweg und Sohn Akt. Ges., Braunschweig 1927. Prijs R. M. 35, geb. R. M. 38.

F. Hund, Linienspektren und periodisches System der Elemente. Struktur der Materie IV, 221 blz., 88 tabellen, — Julius Springer Berlin 1927. Prijs R. M. 15, geb. R. M. 16.20.

Digitized by Google

Fritz Kohlrausch, Probleme der γ-Strahlung, 155 blz., 27 fig. Sammlung Vieweg 87/88. — Fried. Vieweg und Sohn Akt. Ges., Braunschweig 1927. Prijs R. M. 10.

W. Wien und F. Harms, Handbuch der Experimental-Physik, Band I. Messmethoden und Mess-Technik, 484 blz., 218 fig. — Akademische Verlagsgesellschaft. Leipzig 1927. Prijs R. M. 40, geb. R. M. 42.

MEDEDEELINGEN.

PROGRAMMA VAN HET 21STE NEDERLANDSCH NATUUR- EN GENEESKUNDIG CONGRES TE AMSTERDAM 19, 20 EN 21 APRIL 1927.

(Uittreksel).

Dinsdag 19 April, des namiddags te stipt half drie. Eerste Algemeene Vergadering in het Koloniaal Instituut, Mauritskade 63. (Groote Aula.)

1. Openingsrede van den algemeenen voorzitter H. Burger (Amsterdam) Teleologisch denken in de geneeskunde.
2. Rede van H. A. Brouwer (Delft): De continuïteit in de vormen der aardkorst.

Woensdag 20 April, Eerste afdeeling: **Wis- en Natuurkundige Wetenschappen. Voormiddag.**

a. Vergadering voor de Schei- en Natuurkunde in het Laboratorium voor de Gezondheidsleer, Mauritskade 57. (Groote Collegezaal).

9 u. N. H. Kolkmeyer (Bilthoven). Vervaardiging en berekening van Röntgenogrammen.

9 u. 30. J. M. Bijvoet (Amsterdam). Uitkomsten van het Röntgenonderzoek voor den kristal-, molecuul- en atoombouw.

10 u. D. Coster (Groningen). Uitkomsten van het Röntgenonderzoek voor de organische chemie.

10 u. 30. J. R. Katz (Amsterdam). Uitkomsten van het Röntgenonderzoek voor de amorphe stoffen.

b. Vergadering der onderafdeeling voor de Wiskundige Natuurkunde in het Laboratorium voor de Gezondheidsleer, Mauritskade 57 (Kleine Collegezaal).

9 u. F. Zernike (Groningen). Bewerking van waarnemingen bij willekeurige foutenwet.

9 u. 20. G. E. Uhlenbeck (Leiden). } Statistische problemen op het gebied
9 u. 40. P. Ehrenfest (Leiden). } der golfmechanica.

10 u. R. H. de Waard (Utrecht). Boltzmann's statistische definitie van de entropie.

10 u. 20. H. A. Kramers (Utrecht). De huidige opvattingen omtrent de quantentheorie van het atoom.

c. Vergadering der geheele afdeeling in het Laboratorium voor de Gezondheidsleer, Mauritskade 57 (Groote Collegezaal).

11 u. 30. Edm. Landau (Göttingen). Ueber die Bedeutung der Arbeiten van der Corput's für die geometrische Zahlentheorie.

Namiddag.

Te drie uur: in de Kleine Aula van het Koloniaal Instituut, Mauritskade 63. Bespreking van het Natuurkunde-Onderwijs aan gymnasia en hoogere burgerscholen, in te leiden door de Studiecommissie

Digitized by Google

vanwege de Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging ingesteld tot het formuleeren van aanbevelingen inzake dat onderwijs. Voor leeraren en andere belangstellenden.

Van 2 uur af: Demonstraties in het Natuurkundig Laboratorium der Universiteit (Dir. Prof. R. Sissingh.) Plantage Muidergracht 6. *).
C. Lakeman. H. Walch, Mej. M. H. Droste, H. Smit.

1 Beeldvorming in den microscoop volgens Abbe. Toelichting der beeldvorming met behulp van de buigingsspectra van roosters.
2. Demonstratie van geluidsgolven volgens de slierenmethode.
3. Demonstratie van een toestel voor het zichtbaar maken der banen van α-deeltjes volgens Wilson's nevelmethode.
4. Demonstratie van de proef van Barkhausen voor de aantooning der discontinuiteiten in de magnetisatie.

J. H. L. Struycken (Breda). De thermo-gas-resonator.

In het Laboratorium „Physica" (Dir. Prof. P. Zeeman.) Plantage Muidergracht 4. *)
B. v. d. Pol (Eindhoven) Enkele eenvoudige experimenten met trioden.
Mej. W. Lub (Amsterdam). Dopplereffekt van kanaalstralen.
A. Bouwers (Eindhoven) Nieuwe verbeteringen op Röntgen-technisch gebied.

Donderdag 21 April

Onderafdeeling voor **Natuurkunde** des ochtends te 9 uur in het Koloniaal Instituut, Mauritskade 63. (Groote Aula.)

9 u. J. Th. Groosmuller (Amsterdam). Het polarisatieveld van een Nicol's prisma en de aard der oppervlaktelagen volgens het onderzoek van het teruggekaatste licht.
9 u. 20. H. B. Dorgelo (Delft). De spectra van edelgassen in het verre ultraviolet.
9 u. 40. T. L. de Bruin (Amsterdam). Spectra van Fluor.
10 u. W. J. D. van Dijk (Utrecht). Het Becquerel-effect van cupri- en cupro-oxyde.
10 u. 20. P. Clausing (Eindhoven) Over den plaktijd van gastomen op een vasten wand.
10 u. 40. J. H. van der Tuuk (Groningen). Eenige problemen der Röntgenspectroscopie.
11 u. M. Minnaert (Utrecht). Nieuwe metingen over de lichtverdeeling in Fraunhoferlijnen.
11 u. 20. Th. van Urk (Eindhoven). Over acoustische eigenschappen van groote conussen.
11 u. 40. J. Ellerbroek (Amsterdam). De invloed der temperatuur op de terugkaatsing van het licht door metalen, onderzocht met behulp van den compensator van Babinet.
12 u. A. G. von Baumhauer (Amsterdam). Eenige stroomingsverschijnselen, waarbij wervelvorming een rol speelt.

*) Deze Laboratoria aan de Muidergracht zijn van het Koloniaal Instituut in pl.m. 7 minuten te voet te bereiken door de Plantage Middenlaan.

Digitized by Google

Des namiddags te stipt drie uur: Tweede Algemeene Vergadering in het Kolontaal Instituut, Mauritskade 63. (Groote Aula.)

a. Mededeeling van de namen der voorzitters van de afdeelingen en de onderafdeelingen van het 22e congres.

b. Aanwijzing van twee leden van het algemeen bestuur volgens artikel 6 van het reglement.

c. Rede van L. Bolk (Amsterdam): De biologische grondslag der menschwording.

d. Rede van P. Ehrenfest (Leiden): Successen en moeilijkheden der quantentheorie.

e. Sluiting van het congres.

Tijdens het congres kan men zich als lid opgeven aan het congresbureau. Het bureau houdt zitting in het Koloniaal instituut, Mauritskade 63, en wel: op Dinsdag 's namiddags van half twee tot half vier, op Woensdag en Donderdag tijdens de vergaderingen.

Gewone leden betalen tot wederopzeggens en gedurende tenminste twee achtereenvolgende jaren drie gulden per jaar; zij ontvangen een exemplaar der Handelingen. Tegen storting van vier gulden kunnen ook belangstellenden alle samenkomsten van dit congres als *tijdelijk lid* bijwonen.

ONDERWIJS-STUDIECOMMISSIE VOOR DE NATUURKUNDE.

Op initiatief van het Bestuur der Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging heeft zich, met de gewaardeerde medewerking van Heeren Inspecteurs van de Gymnasia en van het Middelbaar Onderwijs, eene Studiecommissie gevormd teneinde, na overweging van de wijze waarop, voornamelijk aan Gymnasia en Hoogere Burgerscholen, het natuurkundeonderwijs thans ingericht is, te geraken tot het formuleeren van zoodanige aanbevelingen betreffende de stof, de behandelingswijze en de eindexamens als kunnen strekken tot bevordering, eventueel verbetering van dat onderwijs.

Deze studiecommissie bestaat uit de volgende leden:

Prof. dr. A. D. Fokker, voorzitter der Nederl. Natuurk. Vereeniging, *voorzitter*.

Dr. T. van Lohuizen, 2e secretaris der Nederl. Natuurk. Vereeniging, leeraar aan het Gymnasium te Leiden en aan de H. B. S. m. 5-j. c. Stadhouderslaan, den Haag, *secretaris*, Van Boetzelaerlaan 94, den Haag.

Drs. W. Reindersma, directeur van de H. B. S.-afdeeling en leeraar aan de afdeeling gymnasium van het Nederlandsch Lyceum, den Haag.

Digitized by Google

Dr. F. P. G. A. J. van Agt, directeur van de H. B. S.-afdeeling en leeraar aan de afdeeling gymnasium van het R. K. Lyceum voor Meisjes, den Haag.
Drs. C. de Bruijn, directeur van de 2e Chr. H. B. S. m. 5 j. c. te den Haag.
Drs. J. Kamerbeek, directeur der 6de H. B. S. met 5-j. c., den Haag.
Dr. A. D. Nathans, leeraar aan het Stedelijk Gymnasium te Utrecht.

Ofschoon de Heeren Inspecteurs van het Middelbaar Onderwijs zich volle vrijheid wenschen voor te behouden wat betreft de aanbevelingen, waartoe de Commissie zal komen aangaande het leerplan en de eindexameneischen voor de Hoogere Burgerscholen, hebben zij de Commissie gemachtigd tot de publicatie, dat haar doel hun volle instemming heeft, en dat zij zich eveneens kunnen vereenigen met de samenstelling en werkwijze der Commissie. Ook de Heer Inspecteur der Gymnasia heeft zijn volle instemming betuigd met het door de Commissie aangevatte werk; hij meent echter zich dezelfde vrijheid te moeten voorbehouden als zijne collegas voor het M. O.

De Studiecommissie vergadert des Dinsdagavonds in Den Haag en stelt zich voor, gedurende het a.s. Natuur- en Geneeskundig Congres te Amsterdam eene algemeene bespreking over het natuurkunde-onderwijs in te leiden, om vervolgens bij de voltooiïng van haar taak met deze discussie rekening te kunnen houden.

De Studiecommissie houdt zich aanbevolen voor mededeeling van ervaringen, wenken en beschouwingen van collegas leeraren in de natuurkunde.

NADERE MEDEDEELING VAN DE STUDIECOMMISSIE VOOR HET NATUURKUNDE-ONDERWIJS OMTRENT DE TIJDENS HET CONGRES TE HOUDEN BESPREKING.

Bij de onderwijsbespreking op 20 April e.k. te Amsterdam hoopt de Studiecommissie dat de gedachtewisseling zich zal bewegen om de navolgende punten.

I. Als doel van het onderwijs in de Natuurkunde ziet de commissie: het aanbrengen van de kennis der voornaamste natuurkundige verschijnselen en der wetten, waardoor zij worden beheerscht,

Digitized by Google

op eene wijze die uit proefondervindelijke waarneming opklimt tot het natuurkundig begrip, om de uit zulk begrip volgende conclusies wederom aan het experiment te toetsen, zoodat de leerling ervaart hoe natuurkennis wordt verkregen en is verkregen. Kennis van de allerbelangrijkste theorieën. Bekendheid met de voornaamste toepassingen der Natuurkunde in het dagelijksch leven en in de techniek. Inzicht in de historische ontwikkeling van enkele problemen.

Ontwikkeling van het denken, scholing der opmerkingsgave, en opvoeding tot objectiviteit.

II. De commissie acht het gewenscht, niet slechts dat de stof proefondervindelijk worde behandeld, maar ook, dat de leerlingen zelf in de gelegenheid worden gesteld tot eigen proefnemingen en metingen.

III. De commissie wenscht de vraag aan de orde te stellen, of niet moet worden overgegaan tot een behandeling in twee concentrische treden, zoo dat na een algemeen oriënteerenden cursus volgt een dieper op het quantitatieve en op den samenhang der onderscheiden gebieden ingaanden cursus.

IV. Aangezien eene geaxiomatiseerde theoretische mechanica volgens de overtuiging der commissie aan de H.B.S. geen voedingsbodem kan vinden, maar overigens de mechanica als proefondervindelijke wetenschap bij den opbouw der natuurkunde onmisbaar is, wenscht de commissie het mechanica-onderwijs met demonstratieve hulpmiddelen in het natuurkunde-leslokaal gegeven te zien.

De bespreking zal plaats vinden gedurende het Natuur- en Geneeskundig Congres te Amsterdam, op Woensdag 20 April 1927, te 3 uur namiddag, in de Kleine Aula van het Koloniaal Instituut, Mauritskade 63.

Niet-leden van het Congres zullen *toegang* hebben *op vertoon van eene uitnoodigingskaart,* welke op aanvrage door den secretaris der Studiecommissie wordt toegezonden.

De secretaris is Dr. T. van Lohuizen, van Boetzelaerlaan 94, den Haag.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 13 April 1927.*

Digitized by Google

MET DEN

JANUS-EPIDIASCOOP

(D.R.P. 366044 en buitenl. patenten)
VOORZIEN VAN ELECTRISCHE GLOEILAMP
wordt een verrassend goede projectie verkregen zoowel van
AFBEELDINGEN OP PAPIER
als van LANTAARNPLAATJES

Duizenden apparaten met veel succes in gebruik. De JANUS-EPIDIASCOOP is op eenvoudige wijze te completeeren voor alle wijzen van projectie.

Ed. Liesegang, Düsseldorf,
POSTFACH 124. - PROSPECTUS OP AANVRAGE.

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ
EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ
VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

HET RECUEIL DES TRAVAUX CHIMIQUES DES PAYS-BAS,
uitgegeven door de Nederlandsche Chemische Vereeniging,
bevat oorspronkelijke
Wetenschappelijke Verhandelingen op het gebied der Chemie
in de Fransche, Engelsche en Duitsche taal.

De omvang bedraagt normaal 960 bladzijden per jaar octavo. De abonnementsprijs bedraagt f 15.— per completen jaargang exclusief porto voor het buitenland. Leden der Nederl. Chem. Ver. (ook buitenlanders worden als lid toegelaten) betalen slechts f 6.—. Tevens ontvangen de leden voor hunne contributie van f 15.— per jaar het Chemisch Weekblad met het bijblad Chemie en Industrie en het Chemisch Jaarboekje, welke in de Hollandsche taal verschijnen. Hun, die het Recueil wenschen te ontvangen, wordt verzocht dit op te geven aan den Secretaris-Penningmeester van het Algem. Bestuur der Nederlandsche Chemische Vereen., Dr. A. D. DONK, HAARLEM (Holland), Verspronckweg 100.

Digitized by Google

Digitized by Google

7e JAARGANG 1927 NUMMER 4

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: DR. A. D. FOKKER - DR. E. OOSTERHUIS - DR. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: DR. H. C. BURGER - PROF. DR. J. CLAY - DR. C. A. CROMMELIN PROF. DR. P. EHRENFEST - PROF. DR. JHR. G. J. ELIAS - PROF. DR. E. VAN EVERDINGEN PROF. DR. M. DE HAAS - PROF. DR. W. J. DE HAAS - DR. J. J. HALLO - DR. G. HOLST PROF. DR. W. H. KEESOM - PROF. DR. H. A. KRAMERS - DR. T. VAN LOHUIZEN - PROF. DR. H. A. LORENTZ - DR. A. VAN MAANEN - DR. E. E. MOGENDORFF - DR. W. J. H. MOLL PROF. DR. L. S. ORNSTEIN - PROF. DR. R. SISSINGH - PROF. DR. J. D. VAN DER WAALS PROF. DR. P. ZEEMAN

PHILIPS

PLAATSPANNINGAPPARAAT

VERVANGT DE ANODEBATTERIJ

CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND

(5—10 WATT.)

PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—

PHILIPS — EINDHOVEN

INHOUD.

Blz

R. H. de Waard, Boltzmann's statistiesche definitie van de entropie. . . . 109

Balth. van der Pol en J. van der Mark, Eenige proeven met trioden en relaxatietrillingen 116

H. J. van Leeuwen, De voortbeweging der slangen 119

A. D. Fokker, Slangen en visschen, een antwoord. 120

H. J. van Leeuwen, Nog eens „De voortbeweging der slangen". 121

D. H. Prins, De natuurfilosofische denkbeelden van A. N. Whitehead . . 122

Boekbespreking 142

Mededeeling 148

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8,50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049, Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Conolluweg 1, Santpoort (station).

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

Digitized by Google

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG 1927 NUMMER 4

BOLTZMANN'S STATISTIESE DEFINITIE VAN DE ENTROPIE [1])

door R. H. DE WAARD.

We willen enige beschouwingen geven over de kinetiese interpretatie van het begrip entropie. Ter vereenvoudiging zullen we ons daarbij bepalen tot het geval waarbij we te doen hebben met een enkelvoudig ideaal gas.

1. Het verband tussen entropie en waarschijnlikheid.

In een vat van gegeven inhoud bevinden zich n onderling gelijke molekulen van een ideaal gas. Zijn T_1 en T_2 de absolute temperaturen van dit gas in twee toestanden 1 en 2, dan geldt voor het verschil der entropieën η_1 en η_2 de thermodynamiese formule

$$\eta_2 - \eta_1 = n\,k\,(lg\ T_2^{3/2} - lg\ T_1^{3/2}) \qquad (1)$$

waarin k de konstante van Planck voorstelt. Om nu de betekenis van het begrip entropie te verduideliken heeft Boltzmann met de formule

$$\eta = k\,.\,lg\ W$$

een verband gelegd tussen deze grootheid η en de waarschijnlikheid W van de toestand waarin zich het gas bevindt. Substitueren we dit in (1) dan komt er

$$\frac{W_2}{W_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{3n}{2}} \qquad (2)$$

en we kunnen trachten in plaats van het entropie-begrip het begrip waarschijnlikheid kineties toe te lichten.

2. Toelichting van de formule (2) op grond van Boltzmann's definitie van de waarschijnlikheid.

[1]) Mededeling aan het Natuur- en Geneesk. Congres te Amsterdam, 20 April 1927.

Digitized by Google

Om de waarschijnlikheid van een of andere toestand van een ideaal gas als het door ons beschouwde te definiëren denkt Boltzmann zich een driedimensionale snelheidsruimte waarin de komponenten $\xi\ \eta\ \zeta$ van de snelheid van een molekuul kunnen worden uitgezet: aan elke snelheid beantwoordt in die ruimte een snelheidspunt. We kunnen ons nu deze ruimte verdeeld denken in onderling gelijke elementen $d\tau_1 \,.\, d\tau_2 \ldots d\tau_k$; de snelheidsverdeling op een of ander ogenblik kunnen we dan aangeven door te zeggen dat zich n_1 snelheidspunten bevinden in $d\tau_1$, n_2 en $d\tau_2$ etc.

Is m de massa der molekulen en zijn $\xi_l\ \eta_l\ \zeta_l$ de snelheidskomponenten die behoren bij een volume-element $d\tau_l$, dan beantwoordt aan een snelheidspunt binnen dit volume-element een kinetiese energie

$$\varepsilon_l = \frac{m}{2}\,(\xi_l^2 + \eta_l^2 + \zeta_l^2)$$

en de totale kinetiese energie is:

$$E = \sum_l n_l\,\varepsilon_l \tag{3}$$

De gemiddelde kinetiese energie per molekuul is, zoals bekend, gelijk aan $\frac{3}{2}\,k\,T$; de absolute temperatuur T kan dus gedefinieerd worden door de formule

$$E = \tfrac{3}{2}\,n\,k\,T. \tag{4}$$

Om nu de formule (2) kineties toe te lichten stelt Boltzmann als het ware bij definitie vast dat de waarschijnlikheid van elke toestand waarbij de snelheidspunten van n_1 bepaalde moleculen in $d\tau_1$, die van n_2 bepaalde molekulen in $d\tau_2$ liggen, etc., even groot is. We kunnen dus de waarschijnlikheid van zulk een gespecificeerde snelheidsverdeling voorstellen door een konstante C.

Willen we nu de waarschijnlikheid bepalen van een toestand waarbij de temperatuur T een gegeven waarde heeft, dan moeten we bedenken dat aan een gegeven T beantwoordt een bepaalde energie E en dat zulk een E aan de grootheden n_l krachtens (3) een voorwaarde oplegt. Het gaat er blijkbaar om na te gaan op hoeveel manieren n snelheidspunten over de volume-elementen $d\tau_1\ d\tau_2$ etc. kunnen worden verdeeld zó dat aan (3) voldaan is; vermenigvuldigt men dit aantal met C, dan krijgt men de waarschijnlikheid $W(T)$ dat T de gegeven waarde heeft. Klaarblijkelik is:

$$W(T) = C\,\Sigma\left(\frac{n!}{n_1!\ldots\ldots n_k!}\right)_{\Sigma\, n_l\varepsilon_l\, =\, E\, =\, 3/2\, n\, k\, T} \tag{5}$$

Digitized by Google

en het gaat er dus om deze som te bepalen, waarvan elke term beantwoordt aan een bepaald stel waarden van $n_1 \ldots n_k$ dat voldoet aan

$$\Sigma n_l \varepsilon_l = \tfrac{3}{2} n k T \qquad (6)$$

terwijl de koëfficient van C in zulk een term het aantal manieren is waarop men n grootheden in groepen van resp. $n_1 n_2 \ldots n_k$ grootheden kan verdelen.

We benaderen de waarde van de som door alleen de grootste term in aanmerking te nemen. Deze verkrijgen we door na te gaan voor welk stel waarden van $n_1 \ldots n_k$ dat voldoet aan (6) de uitdrukking

$$\frac{1}{n_1! \ldots\ldots n_k!} = \varphi$$

zo groot mogelik wordt.

We beschouwen daartoe de logarithme dezer uitdrukking. Vereenvoudigen we deze met behulp van de vereenvoudigde formule van Stirling dan krijgen we

$$lg\, \varphi = -\sum_l n_l lg\, n_l$$

en we kunnen nu evengoed de maximumvoorwaarden voor $lg\, \varphi$ opsporen als die voor φ. Houden we hierbij naar behoren rekening met de nevenvoorwaarden (6) en $\Sigma n_l = n$ dan vinden we

$$n_l = a\, e^{-\mu \varepsilon_l}$$

waarin we de konstanten a en μ kunnen bepalen met behulp van de formules

$$\int a \,.\, e^{-\mu \varepsilon_l} \,.\, \varepsilon_l \,.\, d\xi\, d\eta\, d\zeta = \tfrac{3}{2} n k T \text{ en}$$

$$\int a \,.\, e^{-\mu \varepsilon_l} \,.\, d\xi\, d\eta\, d\zeta = n$$

die leiden tot

$$a = n \left(\frac{m}{2 \pi k T}\right)^{3/2} \text{en } \mu = \frac{1}{k T}$$

zodat

$$n_l = n \left(\frac{m}{2 \pi k T}\right)^{3/2} e^{-\frac{\varepsilon_l}{k T}}$$

Om de waarde van φ te bepalen die aan deze waarden van $n_1 \ldots n_k$ beantwoordt ligt het voor de hand te schrijven

$$\varphi = e^{-\Sigma n_l \,.\, lg\, n_l}$$

en de gevonden waarden van n_l te substitueren.

Digitized by Google

Daar

$$\Sigma n_l \lg n_l = \int a\, e^{-\mu \varepsilon_l} (\lg a - \mu \varepsilon_l)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta = n \lg \frac{n}{T^{3/2}} + \\ + \frac{3n}{2} \left(\lg \frac{m}{2\pi k} - 1 \right)$$

krijgt men op die wijze

$$\varphi = \frac{T^{\frac{3n}{2}}}{n^n} e^{-\frac{3n}{2} \left(\lg \frac{m}{2\pi k} - 1 \right)} \qquad (7)$$

Uitdrukkelik moet echter worden opgemerkt dat we hier niet te doen hebben met een benadering van φ in de gewone zin des woords. Wat we met de formule van Stirling benaderd hebben is de grootheid $\lg \varphi$ en deze is zo groot dat we termen van de orde van n_l mochten verwaarlozen. Voor φ zelf betekent echter zulk een verwaarlozing het weglaten van een zeer grote factor. We moeten dus de formule (7) zo opvatten dat zij niet een benadering geeft van φ, maar indirekt van $\lg \varphi$; dit is trouwens in uitdrukkingen voor waarschijnlikheden in de kinetiese gastheorie gewoonte.

Voor de formule (5) kunnen we nu schrijven:

$$W(T) = C\, n!\, \varphi = C\, n^n\, \varphi$$

waarin de uitdrukking (7) voor φ moet worden gesubstitueerd. Nemen we hierbij alleen de afhankelikheid van T in aanmerking dan krijgen we

$$W(T) = C_0\, T^{\frac{3n}{2}},$$

waaruit de formule

$$\frac{W_2}{W_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{3n}{2}}$$

onmiddellik volgt.

3. *Einstein's definitie van de waarschijnlikheid.*

De beschouwing van Boltzmann waarvan de hoofdtrekken hier zijn weergegeven heeft grote indruk gemaakt. Alles ophelderen doet ze echter niet. Het is n.l. niet duidelik wat de kinetiese betekenis is van het ingevoerde waarschijnlikheidsbegrip. Men kan wel bij definitie vaststellen dat de kans op een bepaalde gespecificeerde verdeling der snelheidspunten over de snelheidsruimte een bepaalde waarde heeft en dan op de zo verkregen elementaire

Digitized by Google

kans de regels der waarschijnlikheidsrekening toepassen, maar men krijgt op die wijze geen beschouwingen die aanknopingspunten hebben aan de realiteit. Het is dus begrijpelik dat sinds lang is gezocht naar een definitie van het kansbegrip in de kinetiese gastheorie, die zich aan de werkelikheid aansluit.

Een zodanige definitie is naar ik meen het eerst door Einstein geformuleerd. Toegepast op ons ideale gas kan zijn redenering als volgt worden weergegeven:

„Neem aan dat het gas een bepaalde energie heeft en in een vat van een bepaald volume is opgesloten. Laat men het dan aan zichzelf over, dan zal het allerlei toestanden doorlopen; bijvoorbeeld zullen allerlei snelheidsverdelingen de revue passeren. Om nu van twee verschillende snelheidsverdelingen 1 en 2 de verhouding der waarschijnlikheden te vinden moeten we het gas een lange tijd **T** aan zichzelf overlaten en nagaan gedurende welke tijd τ_1 de eerste en gedurende welke tijd τ_2 de tweede snelheidsverdeling verwezenlikt is. De verhouding van de waarschijnlikheden der beide snelheidsverdelingen is dan bij definitie

$$\lim_{T\to\infty} \frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{W_2}{W_1}$$

waarbij natuurlik is aangenomen dat deze limiet bestaat en niet afhangt van de toestand van het gas aan het begin van de tijd **T**." Op grond van de hiermee gegeven kinetiese definitie van het begrip waarschijnlikheid zullen we nu trachten de formule (2) toe te lichten.

4. *Toelichting van de formule (2) op grond van de definitie van Einstein.*

Wanneer men de door Einstein gegeven definitie van de waarschijnlikheid zonder meer zou willen toepassen op het geval waarop de formule (2) betrekking heeft stuit men op de moeilikheid dat men twee toestanden met elkaar te vergelijken krijgt met verschillende energie, en het is niet direkt duidelik hoe men erin zou kunnen slagen het gas aan zichzelf over te laten en daarbij te bereiken dat het nu eens de energie E_1, dan weer de energie E_2 heeft. Niettemin is dit met een eenvoudige kunstgreep mogelik gelijk we zullen aantonen.

Deze kunstgreep bestaat hierin dat we ons voorstellen dat tussen ons gas en een andere gasmassa een verbinding is tot stand

Digitized by Google

gebracht op zodanige wijze dat tussen deze beide gassen warmte-uitwisseling mogelik is. Het is duidelik dat wanneer zulk een stelsel van twee gassen aan zichzelf wordt overgelaten het eerste gas in de loop van de tijd toestanden met verschillende energieën zal doorlopen. Er is dus alle kans dat we met behulp van de definitie van Einstein de waarschijnlikheden van toestanden met verschillende energieën kunnen vergelijken en we willen laten zien dat men op deze wijze werkelik de formule (2) kan verifiëren.

We denken ons gemakshalve het tweede ideale gas bestaande uit dezelfde soort van molekulen als het eerste; het aantal molekulen van het tweede gas (N) onderstellen we groot ten opzichte van dat van het eerste (n). De totale energie stellen we voor door **E** en we zullen ons in onze beschouwingen beperken tot toestanden waarbij de energie E van het eerste gas klein is ten opzichte van **E**.

We willen nu het stelsel der beide gassen gedurende een lange tijd **T** aan zichzelf over laten en nagaan gedurende welk deel τ van die tijd het eerste gas een gegeven energie E heeft. Om dit te kunnen doen is nodig dat we aangaande de evolutie van het stelsel een bepaalde onderstelling maken die zeker niet volkomen aan de werkelikheid beantwoordt maar waarvan bekend is dat ze tot bruikbare resultaten leidt. Deze onderstelling bestaat hierin dat we aannemen dat elke gespecificeerde verdeeling van de snelheidspunten der $N+n$ molekulen over in de snelheidsruimte aangebrachte onderling gelijke volume-elementen $d\tau_1 \ldots d\tau_k$ waarvoor aan de voorwaarde

$$\text{energie} = \mathbf{E}$$

voldaan is, in de loop van de tijd **T** gedurende een even lange tijd $C\,\mathbf{T}$ is verwezenlikt. Onder een gespecificeerde verdeling verstaan we daarbij een verdeling waarbij is voorgeschreven welke molekulen hun snelheidspunten hebben in $d\tau_1$, welke in $d\tau_2$, etc.

We willen nu eens een bepaalde toestand van de beide gassen in het oog vatten waarin de energie de waarde **E** heeft. Neem aan dat zich in deze toestand van het eerste gas n_1 snelheidspunten in $d\tau_1$ bevinden, n_2 in $d\tau_2$ etc., en van het tweede gas N_1 in $d\tau_1$, N_2 in $d\tau_2$ etc.

Daar we n grootheden op

$$\frac{n!}{n_1! \ldots n_k!}$$

Digitized by Google

manieren kunnen indelen in groepen van n_1, $n_2 \ldots n_k$ grootheden en N grootheden op

$$\frac{N!}{N_1! \ldots . N_2!}$$

manieren in groepen van N_1, $N_2 \ldots N_k$ grootheden is de tijd gedurende welke in de loop van de lange tijd $\mathbf{T}$ toestanden verwezenlikt zijn waarin van het eerste gas n_1 willekeurige snelheidspunten in $d\tau_1$ liggen, n_2 in $d\tau_2$ etc., en van het tweede gas N_1 in $d\tau_1$, N_2 in $d\tau_2$ etc., gelijk aan

$$C\mathbf{T} \frac{n!}{n_1! \ldots . n_k!} \frac{N!}{N_1! \ldots . N_k!}.$$

Willen we nu de tijd τ weten gedurende welke het eerste gas een gegeven temperatuur T, dus een gegeven energie E heeft, dan moeten we deze uitdrukking sommeren over de stellen van waarden van $n_1 \ldots n_k$ waarvoor

$$\sum_l n_l \varepsilon_l = E$$

en over de stellen van waarden van $N_1 \ldots N_k$ waarvoor

$$\sum_l N_l \varepsilon_l = \mathbf{E} - E;$$

ergo:

$$\tau = C\mathbf{T} . \Sigma \left(\frac{n!}{n_1! \ldots . n_k!} \right)_{\Sigma n_l \varepsilon_l = E} . \Sigma \left(\frac{N!}{N_1! \ldots . N_k!} \right)_{\Sigma N_l \varepsilon_l = \mathbf{E} - E}$$

We kunnen nu op dezelfde wijze als in § 2 geschiedde deze sommen benaderen door alleen de grootste term van elk van hen in aanmerking te nemen; door van de daar gevonden resultaten gebruik te maken vinden we direkt:

$$\tau = C\mathbf{T} . C_1 E^{\frac{3n}{2}} . C_2 (\mathbf{E} - E)^{\frac{3N}{2}}.$$

Onderstellen we hierin E klein ten opzichte van $\mathbf{E}$ dan mogen we tussen de haken E weglaten en krijgen we

Digitized by Google

$$\tau = C_0 \mathbf{T} . T^{\frac{3n}{2}} . \mathbf{E}^{\frac{3N}{2}}; \tag{8}$$

schrijven we deze formule op voor twee verschillende temperaturen en delen we de zo verkregen gelijkheden op elkaar dan komen we tot

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{3n}{2}}$$

of krachtens de definitie van Einstein tot

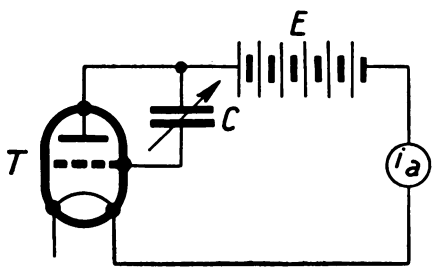
$$\frac{W_2}{W_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{3n}{2}} \tag{9}$$

hetgeen te bewijzen was.

Het is duidelik dat in deze formule en in de laatst opgeschreven formule voor τ de afhankelikheid van de temperatuur T hoofdzaak is. Deze afhankelikheid van T werd op grond van de beschouwingen van Boltzmann ook in § 2 verkregen en we zijn feitelijk tot de in de formules (8) en (9) gevonden afhankelikheid van T gekomen door direkte toepassing van de berekeningen volgens Boltzmann. Men zou dus wellicht kunnen zeggen dat de in de § § 3 en 4 gegeven beschouwingen enige opheldering geven van de kinetiese betekenis van de waarschijnlikheidsdefinitie en de berekeningen volgens Boltzmann.

EENIGE PROEVEN MET TRIODEN EN RELAXATIETRILLINGEN

door BALTH. VAN DER POL en J. VAN DER MARK.



Flg. 1.

1. In figuur 1 is T een normale ontvangtriode. E stelt een anodespanningsbron voor van bijvoorbeeld 100 Volt. De anodestroom kan gemeten worden met de milliampèremeter i_a. De draaicondensator C (van maximaal ca. 500 cm) is geplaatst tusschen

Digitized by Google

rooster en anode, terwijl het rooster verder geïsoleerd is. Wordt nu eerst de condensator C op maximale capaciteit ingesteld, dan zal de anodestroom een bepaalde waarde krijgen. De potentiaal van het rooster zal zich daarbij instellen op een zoodanig kleine positieve waarde (een klein onderdeel van een Volt), dat een evenwicht ontstaat tusschen de het rooster treffende electronen en den lekstroom van rooster naar gloeidraad.

Verkleint men vervolgens de capaciteit C, dan zal, daar

$$e = C\,V$$

en de lading e constant blijft. het spanningsverschil tusschen de platen toenemen. De roosterpotentiaal moet dus dalen, wat zich manifesteert in de afneming van den anodestroom i_a. Veelal wordt de anodestroom geheel nul, daar de roosterspanning ver negatief is geworden, (elektronen kunnen het rooster niet bereiken). Door lekstroomen stijgt vervolgens de roosterpotentiaal weder tot de oude waarde.

2. Door het rooster van een triode plotseling een groote negatieve waarde te geven wordt de anodestroom tot nul teruggebracht. Men kan derhalve de triode opvatten als een schakelaar, maar dit afschakelen van den anodestroom geschiedt aldus geheel vonkloos, en dus momentaan. Is er een groote zelfinductie, bijv. de secundaire keten van een transformator met gesloten ijzerkern, in de anodeketen aangebracht, zooals in fig. 2, dan zullen daarover, bij het plotseling negatief worden van het rooster, hooge inductie-spanningen optreden.

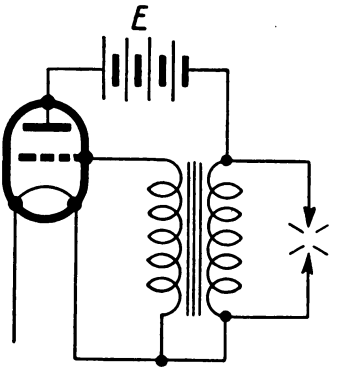


Fig. 2.

Door terugkoppeling van de triode door middel van de primaire spoel van den transformator kan bewerkt worden, dat de triode zelf periodisch snel den anodestroom onderbreekt (een „relaxatietrilling" [1]) uitvoert). De hooge spanning aan de secundaire van den transformator veroorzaakt vonken van verscheidene millimeters lengte (fig. 2).

[1]) Zie bijv. Physica 6, 154, 1926 en Tijdschr. v. h. Ned. Radio Gen. 3, 25 en 67, 1926.

Digitized by Google

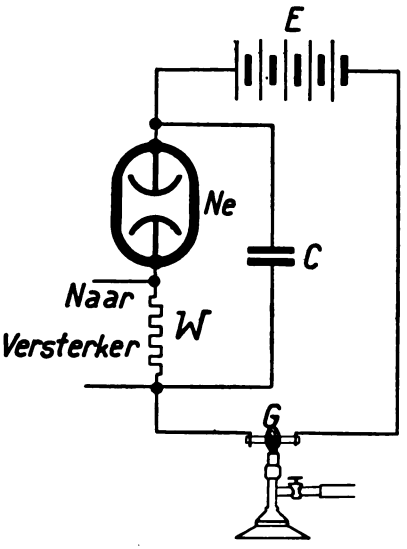


Fig. 3.

3. In figuur 3 is:

N een normale Neonglimlamp.

C een capaciteit van ca. 1000 cm.

E een anodespanningsbron van ca. 200 Volt.

G een glazen staafje dat in de keten geschakeld is.

W een weerstand van ca. 1000 Ohm waarvan de spanningen versterkt worden door een triode-versterker, die een luidspreker voedt.

Met een Bunsenvlam kan het glazen staafje *G* verwarmd worden. Daardoor gaat het glas geleiden en verkrijgt bijvoorbeeld een weerstand *R*. Het geheele systeem zal thans een „relaxatietrilling" uitvoeren waarvan de trillingstijd *T* ongeveer gegeven is door:

$$T \doteq RC.$$

Men hoort dus een toon, die hooger wordt naarmate het glas warmer en *R* dus kleiner wordt. De afkoeling en de daarmede gepaard gaande vergrooting van den weerstand van het glasstaafje kan duidelijk door de verlaging van de toonshoogte worden gedemonstreerd.

4. *Frequentiedeeling.*

Fig. 4 verschilt slechts van fig. 3 doordat de weerstand van het glasstaafje van fig. 3 vervangen is door de diode *D* van fig. 4. Bovendien is nog in serie met het neonglimlampje *Ne* een wisselspanning van ca. 30 Volt van een periodental 500 aangebracht. Door regeling van den gloeistroom van de diode *D* kan de inwendige weerstand daarvan worden gewijzigd en daarmede de frequentie van de relaxatietrilling, die het systeem zou uitvoeren, ware de 500 perioden spanning niet aanwezig. In dit geval kan ook bijv. door een verandering van de *C* een continu toonspectrum doorloopen worden.

Digitized by Google

Met de aanwezigheid echter van de 500 perioden wisselstroombron zal de ontstaande relaxatietrilling steeds een nieuwe frequentie aannemen, die in een eenvoudig arithmetisch verband staat met die van de aangebrachte wisselspanning; en wel zal bij geleidelijke vergrooting van de C de toon sprongsgewijze veranderen, bijvoorbeeld van 500 per./sec. springen op 250, voor een zeker gebied van de C op deze waarde blijven, om dan plotseling te springen op $^1/_3 \times 500$ per./sec., later op $^1/_4 \times 500$ per./sec. enz. *Het geheele systeem zal dus slechts kunnen trillen met discrete frequenties, die telkens een geheele fractie zijn van de opgedrongen wisselspanningsfrequentie.*

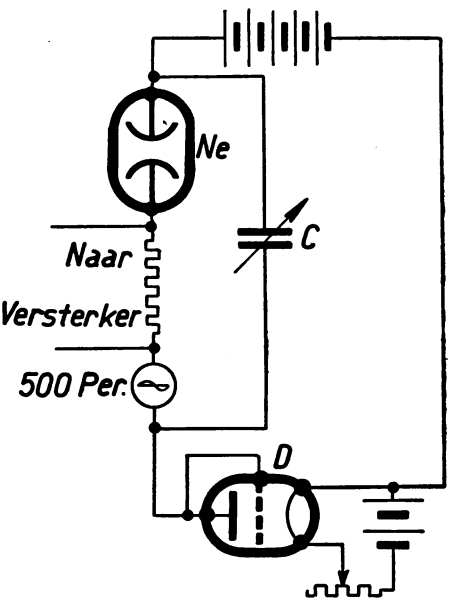


Fig. 4.

Eindhoven, 14 April 1927 NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

DE VOORTBEWEGING DER SLANGEN

door H. J. VAN LEEUWEN.

In een artikel met gelijkluidenden titel in dit tijdschrift (1927, nr. 3, blz. 65) geeft de heer A. D. Fokker als verklaring der beweging van slangen, dat zij zouden voortschuiven op dezelfde manier als een elastische staaf zich verplaatst, die in een groef ligt, waarvan de kromming na de verplaatsing meer op zijn natuurlijke kromming gelijkt dan ervoor.

Waar we, roeiende tusschen de Finsche scheren een zwemmende adder juist opmerkten door de gelijkenis, die zijn beweging in het water vertoont met die op het land, lijkt deze verklaring niet aannemelijk, omdat in het water „groeven" van bepaalden vorm onbestaanbaar zijn en voor de beweging in het water dus in ieder geval een andere verklaring gezocht moet worden.

Digitized by Google

Waarschijnlijker lijkt het, dat het slangenlichaam in bochten gelegd wordt om een grooter afzetkracht naar achteren te kunnen uitoefenen. Ook wij zetten immers, als ons steunvlak lang, smal en glad is, n.l. bij het schaatsenrijden, de langste afmeting van dat vlak onder een niet al te kleinen hoek met de voortbewegingsrichting en voeren dan eveneens een zigzagbeweging uit.

Zusammenfassung.

Dasz die von Herrn A. D. Fokker in dieser Zeitschrift (1927, Nr. 3, S. 65) gegebene Erklärung der Bewegung der Schlangen die richtige ist, wird bezweifelt wegen der Ähnlichkeit der Bewegung der Nattern beim Schwimmen und auf dem Lande, während die Bewegung im Wasser in der Fokkerschen Weise nicht erklärt werden kann.

Wahrscheinlicher scheint, dasz der Schlangenkörper wellenförmig gebogen wird um die Berührungsfläche mit dem Boden mit seiner grószten Dimension unter einem gröszeren Winkel gegen die fortschreitende Bewegung zu bringen und so eine gröszere Abstoszkraft nach hinten zu erzeugen.

SLANGEN EN VISSCHEN, EEN ANTWOORD

door A. D. FOKKER.

De beschouwing der geachte schrijfster kan m.i. hierom geen overtuigingskracht hebben, dat de uitoefening der afzetkracht, zooals zij dat noemt, niet uitgangspunt eener verklaring kan zijn der voortbeweging, maar integendeel het te verklaren raadsel zelf is. De vraag die ik mij gesteld had was juist deze: door welk mechanisme slaagt de slang erin, een afzetkracht uit te oefenen? Bij het schaatsenrijden wordt de schaats, die in contact met het ijs blijft, van het massamiddelpunt van den rijder afgeduwd, om later weer te worden bijgetrokken na verbreking van het contact met den afzetgrond. Maar bij de slangen is de beweging geheel anders, er is juist geen wegduwen en bijtrekken van ledematen, en het is een raadsel, hoe niettemin de slang zich kan „afzetten".

De analyse die ik beproefde, brengt den zijdelingschen druk van het slangenlijf tegen den grond in verband met veranderlijke buig- en strekkoppels, in den romp werkzaam. Ofschoon ik niet inzie, dat een voor beweging op het land gegeven verklaring zou worden geïnvalideerd doordat zij niet ook voor beweging in het water zou kunnen dienen, zoo geloof ik toch, de tegenwerping der geachte

Digitized by Google

schrijfster opnemende, te mogen zeggen dat het voor de, door de geschetste buig- en strekkoppels opgewekte, zijdelingsche drukken onverschillig is of zij werken tegen vasten grond of tegen bewegelijk water, dat door zijn traagheidsreactie den noodigen tegendruk geeft. In het eerste geval zullen de kronkels onbewegelijk in de ruimte liggen, in het tweede geval zal het water naar achteren in beweging komen en zullen de kronkels het water achtervolgen.

De opmerking van mejuffrouw van Leeuwen leidt dus tot het inzicht, dat de gegeven verklaring der slangenbeweging op het droge tevens kan ophelderen, hoe de visschen het aanleggen om zich tegen het water „af te zetten".

NOG EENS „DE VOORTBEWEGING DER SLANGEN"

door H. J. VAN LEEUWEN

Waar de heer Fokker zoo vriendelijk was, mij voor het afdrukken van zijn antwoord daarvan inzage te verstrekken, zij mij nog een enkele opmerking vergund.

Weliswaar kan men niet als *eisch* stellen, dat de verklaring van de beweging der slangen op het land ook geldt voor die in het water, maar het blijft onbevredigend, de sterk op elkander gelijkende bewegingen van eenzelfde dier onder verschillende omstandigheden op essentieel verschillende wijze te moeten verklaren (en de heer Fokker heeft mij in zijn antwoord niet overtuigd, dat zijn verklaring ook voor de zwembeweging gebruikt kan worden; immers water levert geen reactiekrachten tegen vervorming).

Wat in mijn eerste opmerking onder afzetkracht verstaan werd, schijnt nog iets nader gepreciseerd te moeten worden. De bedoeling was, dat, terwijl bij het voortgaan van een lichaamsdeel tusschen een linker- en een rechtergolftop van de lijn, waarlangs het lichaam beweegt, de bestaande snelheid in die richting door allerlei weerstanden uitgeput wordt, dit lichaamsdeel de achterwaarts gelegen materie wegdrukt en daardoor zelf hoeveelheid van beweging in voorwaartsche richting verzamelt, waarmede onder invloed van de krachten van samenhang tusschen de lichaamsdeelen onderling de volgende weg van top tot top doorloopen kan worden.

Meer ruimte meen ik, onder dankzegging der redactie voor de al toegestane, nu beide standpunten toegelicht zijn voor deze enkele opmerking niet te mogen vragen.

Digitized by Google

DE NATUURFILOSOFISCHE DENKBEELDEN VAN A. N. WHITEHEAD [1])

door D. H. PRINS Jr.

Wie bij het woord natuurfilosofie, meervoudig van beteekenis als het is, bij voorkeur denkt aan de geniale, schoon vóórwetenschappelijke concepties van een Giordano Bruno, of aan de speculatieve constructies van een Schelling of aan een poging van den jongsten tijd en van geheel andere strekking, als die van Bavink [2]), die komen wil tot een synthetisch geheel van de resultaten der natuurwetenschappen als basis voor een wereldbeschouwing, die zal door de beschouwingen van Whitehead, welke zich op een zoo veel beperkter terrein bewegen misschien teleurgesteld worden. Immers de taak die W. zich heeft opgelegd is zooveel minder omvangrijk, zooveel bescheidener, dat menigeen zich zal afvragen of hier nog wel van filosofie gesproken kan worden. Intusschen de ontwikkelde denkbeelden zijn belangwekkend genoeg en hoewel ze uitdrukkelijk in dienst gesteld worden van de theoretische physica — ze moeten dienen als „an additional source of evidence in times of fundamental reorganisation (Rel, 5) — reikt toch ook hun wijsgeerige beteekenis verder dan een oppervlakkige kennismaking ermee zou doen vermoeden. Er zijn tijden, waarin de physica voortschrijdt zonder zich te bezinnen op haar uitgangspunten, tijden, waarin rustig verder wordt gearbeid aan de uitbreiding en toepassing van reeds gevestigde theorieën en vruchtbaar bevonden hypothesen. In zulke tijden kan de physicus nauwelijks behoefte gevoelen aan bespiegelingen over de wetenschappelijke grondslagen der natuurkunde en vindt alleen de natuurwetenschappelijk georienteerde filosoof hier een arbeidsveld.. „It is legitimate", aldus W. „to abstain from the criticism of scientific „foundations so long as the superstructure works. But to neglect „philosophy when engaged in the re-formation of ideas is to „assume the absolute correctness of the chance philosophic preju„dices imbibed from a nurse or a schoolmaster or current modes „of expression (Rel. 6.) Vandaar dat W., nu relativiteitstheorie ter

1) Naar aanleiding van:
An Enquiry concerning the Principles of Natural Knowledge. A. N. Whitehead 2d ed Cambridge 1925. (in het vervolg afgekort Enq). The Concept of Nature id 1st ed. 1920 (afgekort C. o. N.) The Principle of Relativity with Applications to Physical Science id. 1922 (afgekort Rel.)

2) Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft. B. Bavink. 3e Aufl. Leipzig 1924.

Digitized by Google

eenre zijde en quanta-theorie ter andere zijde dwingen de grondbegrippen der physica aan een herziening te onderwerpen, groote waarde hecht aan filosofische overwegingen, die de tekortkomingen der oudere opvattingen en de waarde der daarvoor in de plaats gekomene, afgescheiden van „their utility as instruments of research" (Rel. 3) doen inzien. Scherp wordt de grens getrokken tusschen wat wel en wat niet tot den arbeid van dit soort natuurfilosofie hoort. In positieven zin door het doel van dien arbeid aan te wijzen: „The philosophy of science is the endeavour to formulate „the most general character of things observed" (Rel. 5)..... „to investigate the structure of ideas which we apply to nature „and the fundamental laws of nature which determine their impor- „tance" (Enq. 76). In negatieven zin door uitdrukkelijk te vermelden welke overigens voor de hand liggende vraagpunten buiten het terrein van onderzoek vallen: „Nature can be thought of as a „closed system whose mutual relations do not require the expression „of the fact that they are thought about". (C. o. N, 3) „Any meta „physical interpretation is an illegitimate importation into the „philosophy of natural science. By a metaphysical interpretation „I mean any discussion of the how (beyond nature) and the why „(beyond nature) of thought and sense-awareness (C. o. N., 28). Zoo houdt W. zich dus afzijdig van elk kencritisch onderzoek. Vragen als, wat ons de geldigheid van ons weten waarborgt, wat er in het zintuigelijk gegevene ongevormde stof is en in hoeverre in „nature" het resultaat van „sense-awareness" de activiteit van het oordeelend en waarnemend bewustzijn merkbaar is, blijven opzettelijk onbeantwoord, niet uit positivistisch vooroordeel, integendeel de beteekenis van dergelijke vraagpunten staat voor hem vast (vgl. b.v. Rel. 51 r. 3—8), maar, omdat hij zijn arbeidsveld begrenzen wil tot „an examination of the data fundamental for physical science." (Enq. 195).

Met dit duidelijk omlijnde doel is van zelf de weg tot bereiking ervan aangegeven. Immers eerst moeten de oude abstracties worden gesloopt, onderzocht dient te worden, wat de eigenlijke oorzaak van hun falen was, welke vooroordeelen daaraan ten grondslag lagen, opdat niet in andere gedaanten die vooroordeelen weer herleven. Vervolgens moet het onderzoek zich geheel onbevangen stellen tegenover het ons empirisch gegevene, dit analyseeren vrij van elk vooringenomen standpunt om dan van daaruit de nieuwere abstracties te construeeren. Zoo is de arbeid

Digitized by Google

van W. in den aanvang van een destructieve. Part I van zijn „Enquiry" getiteld „the Traditions of Science" is er grootendeels aan gewijd, de beide eerste hoofdstukken van The Concept of Nature evenzeer.

I.

Elke wetenschap opereert met zekere grondbegrippen, die als vanzelfsprekend uitgangspunt worden aanvaard. De historische ontwikkeling van zulk een wetenschap, haar verband met verwante wetenschappen, vooral ook bepaalde filosofische opvattingen, die gemeen goed waren van hare beoefenaren in den tijd, toen ze tot zelfstandige wetenschap opgroeide, deze en dergelijke invloeden bepalen, in zekeren zin toevallig, welke haar niet verder te analyseeren uitgangspunten zullen zijn en hoe die zullen worden geinterpreteerd. Wijsbegeerte, „die Wissenschaft der Trivialitäten" (Husserl) zoekt die grondbegrippen verder te ontleden en vraagt naar hun goed recht. In de daadwerkelijke opbouw der wetenschap bekommert men zich — terecht — daar niet om, tot eventueel een opeenstapeling van „bezwarend" feitenmateriaal hun ontoereikendheid evident maakt. Whitehead betoogt nu uitdrukkelijk, dat meerdere uitgangspunten van de natuurkunde van de 19e eeuw ten onrechte als onaantastbaar zijn beschouwd. Dit is niets nieuws, de ontwikkeling van de physische theorieën sinds 1900 heeft dit duidelijk aangetoond. Wel van belang is echter, dat nu de physica zelf eischt, dat deze begrippen herzien worden, philosophische analyse hieraan mee helpt en het proces consequent tot het einde toe doorvoert. Daarbij stelt zij zich in de eerste plaats tot taak te doen zien, hoe die onbruikbaar gebleken begrippen niet rechtstreeks aan onbevangen natuurbeschouwing waren ontleend, maar maaksels zijn van den mensch, die tal van in zijn denken vanzelfsprekende verhoudingen in de natuur terugvond, in de meening verkeerende, ze uit de natuur te hebben geput.

Een voorbeeld, door W. grondig besproken, is het substantie begrip. De overwegende invloed, die het op de natuurkundige begripsvorming heeft gehad, schrijft hij toe aan de Grieksche wijsbegeerte, in het bijzonder aan Aristoteles: „The philosophy of nature took a wrong turn during its development by Greek thought (C. o. N. 24)..... „That influence has issued in one long misconception of the metaphysical status of natural entities. The entity has been separated from the factor which is the terminus

Digitized by Google

of sense-awareness. It has become the substratum for that factor, and the factor has been degraded into an attribute of the entity." (C. o. N. 16). En vanwaar komt nu die tweevoudigheid? „The reaction „between his (van Aristoteles!) philosophy and his logic worked „very unfortunately. In his logic the fundamental type of affir- „mative proposition is the attribution of a predicate to a subject. „Accordingly he emphasises the meaning of the term substance „as the ultimate substratum, which is no longer predicated of any „thing else. [1]) The unquestioned acceptance of the Aristotelian „logic, has led to an ingrained tendency to postulate a substratum „for whatever is disclosed in sense-awareness, namely *to look „below what we are aware of for the substance in the sense of „the „concrete thing"*. This is the origin of the modern scientific „concept of matter and of ether, namely they are the outcome of „this insistent habit of postulation". (C. o. N. 16) De theoretische physica heeft dit substantiebegrip in meer dan een opzicht los gelaten, sinds zijn „utility as instruments of research" twijfelachtig is gebleken. De geschiedenis van de ethertheorieën legt er getuigenis van af, hoe lang het geduurd heeft voor dit denkbeeld geheel terzijde werd gesteld, juist doordat het nu eenmaal zonder verdere critiek was aanvaard. Als de oude elastische lichttheorie van Fresnel c.s. wordt verlaten voor de electromagnetische, waarbij het electrisch veld drager wordt van spanningen en energie, is feitelijk de oude ether-hypothese van karakter veranderd. Van substantie, welker evenwichtsverstoringen de voortplanting van het licht uitmaken, wordt ze tot krachtveld, zooals W. het terloops kernachtig zegt: „the concept of an ether of events is substituted for a material ether" (C. o. N. 78). Hoewel nu principieel de physica zelf hier het oude substantiebegrip laat vallen, blijft het doorwerken. Hertz zoekt naar een verklaring der electromagnetische verschijnselen in bewegende lichamen op grond van de hypothese van een „meebewegende" ether, Lorentz op den grondslag van een „stilstaande" ether. Aan dergelijke hyphothesen toch is alleen een redelijke beteekenis te hechten als men gelooft aan een „material ether". Pas het niet doorvoerbaar zijn van de pogingen van Hertz en tegelijkertijd het negatief resultaat van alle experimenten om de beweging van lichamen t.o.v. de stilstaande ether aan te

[1]) Vgl. H. Weijl. Was ist Materie. zwei Aufsätze zur Naturphilosophie. J. Springer. Berlin 1924. pag. 3. waar het van de ontologische categorie substantie heet: „das in der logischen Sphäre sich als die Gegenüberstellung von Subjekt und Prädikat wiederspiegelnde Verhältnis van Substanz und Akzidenz, welches in die Erscheinungswerklichkeit hineingetragen wird."

Digitized by Google

toonen, voerde tenslotte tot de relativiteitstheorie der translaties, waarmee definitief met de ether als substantie werd afgerekend. Alleen met de ether als substantie! Een „Raum-Zeitkontinuum spielt im gewissen Sinne die Rolle der Substanz [1]) een „ether of events" blijft over [2]).

Uit dit voorbeeld blijkt hoe zeer ook de physica van tijd tot tijd gebaat zou zijn met „philosophy as a criticism and a corrective". (Rel. 5).

Nadat W. de oorsprong van het foutief in toepassing gebrachte substantiebegrip heeft blootgelegd, komt zijn voornaamste bezwaar. Er is niets in het ons zintuigelijk gegevene, dat een dergelijke onderscheiding tusschen substantie en haar eigenschappen wettigt. Hiermee is voor W. over de waarde van het begrip beslist, want daarin bestaat zijn analyse van de natuurkundige grondbegrippen, dat hij telkens vraagt: Wat is er in „sense-awareness" wat ons het recht geeft dit begrip in de physica in te voeren. Alleen als in de empirisch gegeven wereld aan te geven is, waaraan het begrip is ontleend, is het gebruik er van verantwoord. . . . . „a distinction has been imported in nature, which is no distinction at all. A natural entity is merely a factor in fact. (fact = het geheel der zintuigelijk waarneembare wereld). Its disconnexion from the complex of fact is a mere abstraction" en. . . . . „what is a mere „procedure of mind in the translation of sense-awareness into „discursive knowledge *has been transmuted into a fundamentel character of nature.* (C. o. N. 16) Dat is zijn eerste doel: vrij van die oude abstracties terug naar het onmiddellijk gegevene en dan opnieuw beginnen. Hij ziet volkomen duidelijk in, dat er in de natuur „real permanences" zijn, die later dan ook in de „theory of objects" [3]) behandeld worden maar eerst wil hij „point „out, that the scientific expression of these facts has become „entangled in a maze of doubtful metaphysics and that when we „remove metaphysics and start afresh a new light is thrown on „many fundamental concepts which dominate science and guide the „progress of research."

Een ander begrip dat W. aan een scherpe kritiek onderwerpt, welke critiek dan later uitgangspunt van zijn positieven arbeid wordt is „the fallacious concept of the present as instantaneous" (Enq., 64).

1) Weijl t. a. p 42.

2) Hoe ook in de physische opvatting over de materie gelijksoortige wijzigingen kwamen toont Weijl aan in het zooeven aangehaalde verhandeling. (Die Feldtheorie 27—48 en Die Materie als dynamische Agens 48—59) vgl. ook Handbuch der Philosophie 4, 5. Philosophie der Mathematik und Naturwissenschaft. H. Weijl. — Oldenbourg, München 1926, 127—134.

3) Enq. 84—99, 165—203; C. o. N. 143—163.

Digitized by Google

Gewoonlijk beschouwt men als een van de „ultimate data of physical science" het geheel van alle over de ruimte verdeelde materie op een gegeven oogenblik $t = C$. „nature at an instant". Mathematische natuurbeschouwing eischt een dergelijk gronddenkbeeld. Tegen het gebruiken van zulk een abstractie richt W. zich dan ook niet, mits men er zich van bewust blijve, dat het een abstractie is. en dat in het empirisch gegevene, zooiets als een (afmetinglooze) tijdsdoorsnêe van het natuurgebeuren niet te vinden is. Doen we dat niet dan verrijzen tal van moeilijkheden: „The difficulties.... „are evident.... No room has been left for velocity, acceleration, „momentum, and kinetic energy, which certainly are essential „physical quantities. We must therefore in the ultimate fact, beyond „which science ceases to analyse, include the notion of a state „of change. But the rate of change at a durationless instant is a „very difficult conception.... Change is essentially the importation „of the past and of the future into the immediate fact embodied „in the durationless present instant". (Enq. 2) en even verder nog „For at one instant there is an instantaneous material in its instan„taneous space as constituted by its instantaneous relations and at „another instant there is instantaneous material in its instantaneous space. How do we know that the two cargoes of material which load the two instants are identical? The answer ist that *we do not „perceive isolated instantaneous facts, but a continuity of existence* [1]), and that it is this observed continuity of existence which guarantees the unbroken persistence of material. Exactly so; but *this gives away the whole traditional concept* [1]) (Enq. 7, 8). En zoo is het te begrijpen, dat W. voor den toestand op een gegeven oogenblik als een van de laatste verder niet te ontleden uitgangspunten substitueert „the specious present" (Enq. 8) „a temporal slab of nature" (Enq. 69) substitueert. Het ons zintuigelijk gegevene heeft „temporal thickness". Het behoeft geen betoog, dat deze gedachtegang den schrijver de plicht oplegt om nu aan te geven op welke wijze dan uit dit ons zóó gegevene het in de theoretische natuurkunde toch onmisbare grondbegrip van den oogenblikkelijken toestand kan worden geabstraheerd „Nature at an instant must be defined in terms of genuine natural entities" (C. o. N. 57). Gebeurt dit niet, dan zou daardoor „our science abandon all claim to be founded upon observation." Hiermee zijn de twee voornaamste bezwaren van W. tegen het oude physische wereldbeeld, welke

[1]) Cursiveering van mij.

Digitized by Google

groote heuristich beteekenis hebben gehad voor de opbouw van zijn eigen stelsel, in het kort weergeven. Enkele andere critische opmerkingen komen beter tot hun recht bij de behandeling van zijn positieve beschouwingen.

II.

De vraag, welker beantwoording ter inleiding van die positieve beschouwingen in de allereerste plaats wordt vereischt, is deze: „Als we ons, vrij van alle theoretische bespiegeling, van ieder vooringenomen standpunt, onbevangen plaatsen tegenover de ons gegeven buitenwereld, wat ervaren wij dan?" W's antwoordt hierop luidt kort en bondig „Something is going on" (C. o. N.). Er gebeurt iets. Bij nauwlettender toezien merken we op, dat we in wat er gebeurt onderscheiden het rechtstreeksch ervarene van den daarmee door velerlei relaties verbonden achtergrond, die aan en over de grenzen van het toevallige momenteele waarnemingsveld gelegen ten opzichte van deze waarneming latent, maar toch naar Husserl's karakteristieke uitdrukking „wahrnehmungsbereit" [1]) is. Geleidelijk gaat het eerste in het laatste over, steeds wisselende en nooit nauwkeurig aan te geven grenzen scheiden ze van elkaar. Dit geheel van het duidelijk onderscheidene en het daarmee verbondene, principieel onderscheidbare is het primaire gegeven waarmee W's natuurbeschouwing aanvangt: „the totality of fact" (Rel. 14.). Onze kennis van dit geheel veronderstelt nu een onderscheiden daarin van bijzonderheden en relaties door W. samengevat in den term factor. Opzettelijk heeft hij vooral in zijn laatste der drie hier besproken werken het gebruik van de woorden „geheel" en „deel" vermeden. Want in de eerste plaats vormen de verschillende factoren, die in het geheel onderscheiden worden al zijn het factoren van dezelfde soort een eindeloosheid, die nooit in zijn geheel overzien kan worden „Fact is not the sum of factors it is rather... the concreteness of an inexhaustible relatedness among inexhaustible relata" (R 15). En in de tweede plaats is er een eindeloosheid, die nooit geheel beheerscht kan worden in geheel andere richting: „factuality (= the totality of fact) cannot be exhausted by any definite class of factors". Nooit kan een bepaalde wijze van factoren uit het geheel te lichten ons dit volledig doen kennen, steeds blijven hoedanigheden en verbanden

1) Ideen zu einer reinen Phänomenologie und phänomel. Philosophie. pag. 84, waar verwante beschouwingen te vinden zijn.

Digitized by Google

verborgen, die een geheel andere wijze van onderscheiden eischen om aan het licht te kunnen treden. Van deelen en van een geheel spreken als die deelen nooit ook maar een bij benadering volledige samenstelling van het geheel opleveren, is onjuist en wekt verwarring.

Een eindig bewustzijn is in een concrete waarneming aan bepaalde onoverkomelijke beperkingen gebonden. Het kan rechtstreeksch slechts enkele factoren ervaren, voorts nog enkele, welke in die waarneming onmiddellijk tot de eerste in betrekking staan alleen aan deze relaties hun deelhebben aan die waarneming ontleenen, maar de eindeloosheid der andere in het geheel niet. Het kan het veld zijner rechtstreeksche waarneming opzettelijk beperken, de relaties met de rest der empirische wereld negeeren en aldus enkele factoren losmaken uit den achtergrond van „factuality". Iedere wetenschappelijke waarneming streeft hiernaar. In het experiment wordt de qualiteitsrijke continue zinnenwereld opgebroken in een samenhang van afgescheiden dingen, die zooveel mogelijk ieder op zich zelf worden beschouwd. Deze kunstmatige vereenvoudiging is noodig om de eindelooze veelheid van empirische gegevens te kunnen overzien, om ze in een wetenschappelijk schema te kunnen brengen, zij is noodzakelijke voorwaarde voor het tot stand komen van de natuurwetenschap. Niet de natuur zooals die in ons bewustzijn wordt opgenomen is object der physica, die is irrationaal, ze moet gerationaliseerd worden alvorens wetenschappelijke natuurbeschouwing mogelijk is. Alles, wat zich niet rationaliseeren laat, valt uit, het is van wetenschappelijk standpunt niet van essentieele beteekenis, het is het toevallige, dat steeds buiten beschouwing blijft, hoewel het hoort tot wat W. noemt „factuality". „In limitation there is a gain in clarity, or definition, or intensity, but a loss of content". (R 17). Het geheele proces, dat van het naieve tot het wetenschappelijke wereldbeeld voert, is gekenmerkt door een winst aan overzichtelijkheid en bepaaldheid ten koste van een verarming van den inhoud.

Welke vereenvoudigingen het wereldbeeld ook moge ondergaan, alvorens het zich leent tot wetenschappelijke verwerking, een volkomen isoleering van de te onderzoeken feiten, een principieel losmaken van de factoren uit de „totality of fact" is onmogelijk, alle contact met het empirisch gegevene zou zóó verbroken worden. Elke wetenschappelijke waarneming veronderstelt andere elementen buiten het waarnemingsveld, welker relaties tot het rechtstreeksch waargenomene de eerste pas tot een volkomen en objectief geldige

Digitized by Google

waarneming maken. Deze relaties vormen alweer een eindeloosheid, nieuwe moeilijkheid op den weg naar een tot eenheid samensluitend wetenschappelijke natuurbeschouwing. Deze moeilijkheid tracht Whitehead te boven te komen door in de eerste plaats scherp te scheiden toevallige van essentieele relaties. De eerste definities van deze te onderscheiden begrippen zijn niet bijzonder duidelijk: „The essential relationships of a factor are those rela- „tionships, which are inherent to the peculiar individuality of the „factor, so that apart from them the factor is not the special „exhibition of finitude within fact which it is"..... „The con- „tingent relatationships of a factor are those relatationships, which „might be otherwise without change of the particular individuality „of the factor" (Rel. 23). De verwijzing hier naar de „peculiar „individuality" zonder aan te geven welke kenmerken zijn van de relaties, die deze „individuatity" bepalen brengt ons niet veel verder. Een daarop volgende toelichting verduidelijkt echter de bedoeling dezer onderscheiding. Zij A het rechtstreeksch waargenomene, B, C, D enz. datgene wat tot A in zekere relaties staat, dan zijn er onder die relaties eenige, welke uitdrukken in hoeverre en op welke wijze het bestaan van A vereenigbaar is met dat van de andere factoren. Die relaties, welke zooals W. zegt „the patience of fact for A" aangegeven, zonder welke dus A in het geheel dier overige factoren niet zou passen zijn de essentieele. De onderscheiding essentieel — toevallig heeft n.l. een nevenbedoeling, die eenmaal begrepen haar waren naam eerst recht duidelijk maakt. De relaties, die na het op zij zetten der toevallige overblijven, vormen nog een eindeloosheid die alleen dan geen nieuwe moeilijkheden oplevert, als ze schematiseering toelaat, als een zekere wetmatigheid daarin in staat stelt die eindeloosheid samen te vatten en aldus te beheerschen. Nu wordt de zinsnede die tusschen de zooeven geciteerde definities werd weggelaten duidelijk: „They (= the essential relationships) are the relationships, which place the factor as an entity amid a *definite system* [1]) of entities" (Rel. 23). Het zijn de tijdelijk-ruimtelijke relaties, die deze taak volbrengen de factor zijn plaats aanwijzen in een systematisch samenhangend geheel en die dank zij deze functie essentieel zijn, in tegenstelling tot die welker „analysis... does not carry with „it any certain knowledge of.... other events in the rest of „nature" (Rel. 64) de toevallige relaties. Het zijn ook de eerste

1) Cursiveering van mij.

Digitized by Google

„betrekkingen, die het mogelijk maken dat „we know of nature „as extending beyond isolated cases subjected to the direct „examination of individual perception" (Rel. 64). Het voorbeeld, dat W. geeft om dit nader te verduidelijken sluit dan verder alle misverstand uit. „When we perceive green, it is not green in „isolation, it is green somewhere at some time. The green may or „may not have the relationship to some other object, such as a „blade of grass. Such a relation would be contingent... But there „can be no knowledge of green without apprehension of times „and places. Green presupposes here and there and now and then. „In other words green presupposes the passage of nature *in the „from of a structure of events*" [1]) (Rel. 24, 25).

De essentieele relaties zijn dus de tijdelijk — ruimtelijke, niet de tijdelijke en de ruimtelijke, maar diegene waaruit een verdere abstractie de tijdelijke en de ruimtelijke afzondert. Hiermee zijn we genaderd tot een ander fundamenteel denkbeeld van W.'s natuurfilosofie. Keeren we terug tot de uitspraak dat het geheel der zintuigelijk gegeven wereld zich aan ons voor doet als: „Something is going on" als een gebeuren. W. spreekt als hij den nadruk wil leggen op dezen voortgang der waargenomen dingen van „duration": „A duration is a concrete slab of nature limited by simultaneity" (C. o. N. 53). Evenmin als we deze „duration" in gedachte mogen beperken (in feite is het onmogelijk!) tot het afmetinglooze oogenblik, we stremmen dan dien voortgang en verminken aldus het wereldbeeld, evenmin mogen we bij dit „simultaneity" denken aan het mathematisch gepreciseerde gelijktijdigheidsbegrip uit de relativiteitstheorie, waar dit immers eerst beteekenis ontleent aan het aangeven op welke wijze — in bepaalde omstandigheden — gelijktijdigheid exact kan worden geconstateerd. Dit is een uiterst waardevolle abstractie uit het ons onmiddellijk gegevene, maar niet dit gegevene zelf. W.'s omschrijving van een „duration" als begrensd door gelijktijdigheid is een andere wijze van zeggen, dat het „nu", dat wij ervaren een zekere tijdsduur heeft en daardoor voorvallen omvat, die er gelijktijdig mee zijn. Verdere ontleding en aldus een verklaring geven van wat dit eigenlijk zeggen wil heeft geen zin: „As in the case of everything directly exhibited in sense-awareness, there can be no explanation of this characteristic of nature. Al that can be done is to use language which may speculatively demonstrate it" (C. o. N. 53—54). Zeker is

[1]) Cursiveering van mij.

Digitized by Google

zulk een „temporal slab of nature" vergeleken bij de doorsnêe van het gebeuren voor $t = C$. vaag en niet scherp te bepalen, maar: „What is immediate for sense-awareness is a duration" (C. o. N. 72). Het heden als scheiding van verleden en toekomst is een fictie. — „A duration has in itself a past and a future... The passage of „nature leaves nothing between the past and the future. What we „perceive as present ist the vivid fringe of memory tinged with „anticipation... The past and the present meet in the ill defined „present." (C. o. N. 72—73).

In het geheel, in de „totality of fact" onderscheiden we verschillende factoren, reeds vermeldden we, hoe W. spreekt over verschillende methoden van onderscheiding en dus over verschillende typen van factoren of, zooals hij ze ook noemt (Enq. 60) elementen. „This diversification (= deze onderscheiding) is performed „according to different procedures which yield different analyses of „nature into component entities. It is not merely that one mode of „diversification of nature is incomplete and leaves out some entities, „which another mode supplies. The entities which are yielded by „different modes of diversification are radically different" en — dit is een belangrijk punt — „it is the neglect of this distinction „between the entities of complexes produced by different modes of „diversification, which has produced so much confusion in the „principles of natural knowledge" (Enq. 59). Zoo stelt W. zich dus nu als volgende taak verschillende klassen van elementen te onderscheiden en het verband, dat tusschen die klassen bestaat op te sporen. Een eerste stap in die richting wordt gedaan door scherp uit elkaar te houden de voorvallen (events) en de dingen (objects) in het empirisch gegevene. Waar dit laatste in de eerste plaats gezien werd als een gebeuren: „nature is a proces"... each duration happens and passes", (C. o. N. 54) — herhaaldelijk ook constateert W.: „The passage of nature, or in other words its creative advance, „is its fundamental characteristic. (b.v. Enq. 14) — ligt het voor de hand als eerste onderscheidingswijze te beschouwen het splitsen van het geheel in de samenstellende voorvallen. Zulke voorvallen toch — „elements of actuality" (Enq. 61) „parts of the becomingness of nature coloured with all the hues of its contents" (R 21) — zijn vòòr al het andere in de ervaring gegeven, zij zijn de primaire feiten, welke wij beleven: „Events are lived trough... They are „the medium within wich our physical experience develops, or

Digitized by Google

„rather, they are themselves the development of that experience. „The facts of life are the events of life". (Enq. 63). De dingen daarentegen worden onderscheiden door een herkennen van iets, dat in het verloop der voorvallen zich zelf gelijk blijft „some factor not sharing in the passage of nature" (C. o. N. 143). Zij vooronderstellen in den waarnemer een herkenningsvermogen, zij „enter into experience by recognition" (Enq. 62). In het voorval is het tijdelijk en ruimtelijk bepaald zijn nog niet gescheiden. De splitsing van het vierdimensionale continuum, waarin het voorval een hypervolume is, in den een-dimensionalen tijd en de drie-dimensionale ruimte wordt eerst later afgeleid uit de fundamenteele relaties tusschen voorvallen. Deze zijn in een „duration" evenzeer onmiddellijk gegeven als de daarvan deel uitmakende voorvallen zelf en laten dus geen verdere verklaring toe. In een „nu" verschillende voorvallen onderscheiden, wil zeggen tusschen dat „nu" en de daardoor omsloten voorvallen, een omsluitingsrelatie constateeren, een relatie, die niet alleen voorvallen verbindt aan een hun omsluitende „duration", maar evenzeer voorvallen onderling tot elkaar in een overeenkomstige betrekking stelt: „Every event extends over other events which are parts of itself, and every event is extended over by other events of which it is part. The externality of nature is the outcome of this relation of extension" (Enq. 61). Hierbij dient gememoreerd, dat die „externality" nog steeds is zoowel een tijdelijk uitéénliggen als een ruimtelijk. De omsluitingsrelatie verbindt b.v. het voorval: „het uitstroomen van water uit een kraan gedurende een tiental seconden" met: „het uitstroomen van de buitenste laag water (van eventueel aan te geven dikte) gedurende dien tijd"; eveneens het eerste voorval met: „het uitstroomen van het water gedurende één dier tien seconden", en tenslotte met: „het uitstroomen van de buitenste laag gedurende een dier tien seconden".

De betrekking „*A* omsluit *B*" heeft alleen beteekenis als *A* en *B* voorvallen zijn, alleen van voorvallen mag men spreken van een geheel en zijn deelen. Van de dingen niet, maar: „objects and events are only waveringly discrimiminated in common thought" (Enq. 64) en zoo spreekt men ook van de deelen van een ding. Dat hier een van de verwarringen tusschen dingen en voorvallen een rol speelt wordt duidelijk aangetoond door de volgende overwegingen. Voorvallen zijn uit den aard der zaak tijdelijk-ruimtelijk, de dingen daarentegen, herkend als permanenties in de vloeiende stroom der voorbijgaande gebeurtenissen, zijn zichzelf gelijk hier

Digitized by Google

en daar, nu en in de toekomst. Voorvallen komen en gaan, ze veranderen niet, veranderen veronderstelt een blijvend substraat, waaraan de veranderingen geconstateerd worden. De dingen veranderen — een uitspraak die niet in strijd is met hun zooeven geconstateerd blijvend karakter — want verandering der dingen is eigenlijk verandering aan de dingen en wat er aan verandert is hun betrekking tot de wisselende reeks der voorvallen, die hun toestand op een gegeven (niet-mathematisch) oogenblik karakteriseert. [2]) Zoo moet het ding: standbeeld van Michiel Adriaanszoon De Ruijter onderscheiden worden van de voorvallen, die het — laat ons zeggen — meemaakt (het verweeren van de steen, de oxydatie van het metaal eraan). Met deze onderscheiding wordt duidelijk, wat W. over deze tegenstelling zegt: „Events (in a sense) are „space and time, namely space and time are abstractions from „events. But objects are only derivatively in space and time by „reason of their relations to events" [1]) (Enq. 63). Zoo kan slechts in overdrachtelijken zin gesproken worden van deelen van een ding. Trouwens het spraakgebruik zelve demonstreert, dat hier iets hapert. Want — in tegenstelling met de voorvallen — wordt wel van deelen van een ding gesproken in ruimtelijken zin, dit stuk hier en dat stuk daar, maar niet in tijdelijken zin, het voorwerp nu en het voorwerp over 24 uur worden geen „deelen" genoemd van het eigenlijke voorwerp. [3])

De omsluitingsrelatie geeft ook nog uitdrukking aan een ander fundamenteel ervaringsfeit: de continuiteit van het natuurgebeuren. In C. o. N. (75—78) worden zorgvuldig opgesomd de eigenschappen, die aan deze relatie toe te kennen zijn om er de continuiteit uit te kunnen deduceeren. Daarentegen onthult ons het bestaan van dingen atomische eigenschappen der natuur: „The continuity of nature is to be found in events, the atomic properties of nature reside in objects" en dus om een reeds eerder geciteerde uitdrukking [4]) in het verband van deze beschouwingen in een helderder daglicht te plaatsen: „The continuous ether is the whole complex of events;

1) In een aan den 2en druk toegevoegde noot geeft W. van dit denkbeeld een correctere formuleering, die echter voor het in dit verband essententieele van weinig belang is (Eng. 202).

2) Vgl. Kant's paradoxale uitspraak in de Kritik der reinen Vernunft (Reklam pag. 179) „nur das Beharrliche wird verändert," gevolgd door „das Wandelbare erleidet keine Veränderung, sondern ein Wechsel."

3) Wel merkwaardig is dat W. ter nadere illustratie van het zuivere begrip „objects" nog verwijst naar de biologie... „the confusion of the object, which is a unity, with the events, which have parts, is always imminent. In biological organisms the character of the organism as an object is more clear" (Eng. 66) en elders nog na een soortgelijke uiting „The only reason for the introduction of biology is that in these sciences the same necessity becomes more clear" (Eng 3).

4) Zie pag. 125.

Digitized by Google

and the atoms and molecules are scientific objects, which are entities of essentially different type to the events forming the ether" (Enq. 66). Tenslotte zij nog een ander kenmerkend verschil tusschen beide categorieën van elementen vermeld. Een voorval herhaalt zich nooit „It can never happen again; for essentially it is just itself, there and then. An event is just what it is and is just how it is related and it is nothing else" (Enq. 61). Dingen kunnen telkens opnieuw worden waargenomen al zijn ze inmiddels veranderd; wanneer een voorval beschouwd wordt als de herhaling van een vorig voorval, is er weer de reeds eerder gewraakte verwarring van dingen en voorvallen in het spel. „Events are only comparable because they body forth permanences. We are comparing objects in events whenever we can say „There is it again". Objects are the elements of nature which can be again." (C. o. N. 144)

Dat een wetenschappelijk wereldbeeld nu noch alleen uit voorvallen, noch alleen uit dingen kan worden opgebouwd volgt onmiddellijk uit deze scherpe tegenover elkander stelling van beide groepen. Wel kan een samenhang van voorvallen dank zij haar wetmatige tijdelijk-ruimtelijke structuur worden beheerscht, maar het scherp afbakenen der voorvallen, het met volkomen zekerheid kunnen constateeren wat wel, wat niet tot een bepaald voorval behoort, kan alleen benaderd worden dank zij de dingen, waarvan die voorvallen den toestand beschrijven. Niettemin is een dergelijke exactheid een ideaal, waar iedere wetenschap naar moet streven. „The demarcation of events" (C. o. N. 144), the ideal possibility of perfect definetess of what does and what does not belong to an event, which is the subject of thought (Enq. 74), „the splitting of nature up into parts, is effected by the objects, which we recognise as their ingredients." Bovendien is voor het verzamelen van wetenschappelijk feitenmateriaal een noodzakelijke voorwaarde dat bepaalde te onderzoeken verschijnselen willekeurig herhaalbaar zijn. Ook deze voorwaarde maakt, dat de voorvallen zonder de ermee verbonden dingen onbruikbaar zijn. De relatie der ingressie — zoo noemt W. de betrekking tusschen ding en voorval, dat de toestand ervan uitmaakt — is dus ook noodzakelijk en fundamenteel bestanddeel van het wetenschappelijk wereldbeeld. „Nature is such that there can be no events and no „objects without the ingression of objects into events. Although „there are events such that the ingredient object evade our recognition.

Digitized by Google

„These are the events in empty space. Such events are only analysed „for us by the intellectual probing of science" (C. o. N. 144, 145). Samenvattend „There are two sides to nature, as it were, „antagonistic the one to the other, and yet each essential. The „one side is development in creative advance, the essential beco- „mingness of nature. The other side is the permanence of things, the „fact that nature can be recognised. Thus nature is always a new- „ness relating objects which are neither new nor old. Perception fades „unless it is equally stimulated from both sides of nature." (Eng. 98).

De theorie der objecten wordt nu nog verder ontwikkeld door diverse soorten van dingen te onderscheiden. Eenerzijds omdat deze onderscheiding duidelijk laat zien hoe veel omvattend zijn begrip ding is en hoezeer hij ernst maakt met zijn definitie, dat al wat „enters into experience by recognition" een „object" is, anderzijds, omdat die onderscheidingen „form an ascending hierarchy, „of which each member presupposes the type below" (C. o. N. 149), die uitloopt in de uit physisch oogpunt belangrijke groep der „scientific objects", volgt hier een zeer beknopt overzicht dier indeeling. Daar zijn in de eerste plaats de „sense objects" de eenvoudigste blijvende bestanddeelen, die wij aan voorvallen ervaren: een kleur, een klank, die telkens in onze gewaarwordingen weerkeeren en aldus hun karakter van ding demonstreeren „It is some definite sense-datum such as the coulour red of a definite shade" (Enq. 83).

De tweede plaats in de „ascending hierarchy" nemen de „perceptual objects" in, die welke we het gewone spraakgebruik dingen noemen een stoel, een plant, een stuk ijzer. „A perceptual object is recognised as an association of sense-objects in the same situation. The permanence of the association is the object which is recognised (Enq. 88). Nog staan we hier tegenover dingen, die ons onmiddellijk gegeven zijn, nog niet tegenover dingen, die hun bestaan ontleenen aan een oordeel van een waarnemer, een vergelijkingsoordeel b.v. „The perceptual object is not primarely the issue of a judgment. It is a factor of nature directly posited in sense-awareness. The element of judgment comes in when we proceed to classify the particular perceptual object" (C. o. N. 144). De dingen kennen wij in een bepaalden toestand, of, zoo men wil, gelegenheid, die toestand (W. spreekt van situation) is een voorval. [1])

[1]) Vgl. pag. 134.

Digitized by Google

Deze voorvallen vormen het materiaal der natuurkunde. „The situations of sense-objects form the whole basis of our knowledge of nature, and the whole structure of natural knowledge is founded on the analysis of their relations" (Enq. 85). Zoo worden in de natuurwetenschap ook van belang de „active conditioning events", die zijn „causes of the occurence of the sense object in its situation" (Enq. 86). De derde plaats wordt nu ingenomen door de „scientific objects", die gevormd worden, zoodra het voortschrijdend wetenschappelijk onderzoek ze behoeft ter verklaring van de „active conditioning events which are essential factors in in the recognition of sense-objects" (Enq. 93)... Scientific objects are not directly perceived, they are inferred by reason of their capacity to express how it is that events are conditions." En overgaande tot een concreet geval: „At the present epoch the „ultimate scientific objects are electrons. Each such scientific object „has its special relation to each event in nature. Events as thus „related to a definite electron are called the field of that object... „As here defined the field of an electron extends through all time „and all space, each event bearing a certain character expressed „by its relation to the electron. As in the case of other objects „the electron is an atomic unity, only medeately in time and space „by reason of its specific relations to events" (Enq. 95—96).

De beschouwingen over de voorvallen en hun onderlinge relaties voeren tot de splitsing van het vierdimensionale continuum in tijd en ruimte. „Time and space both spring from the relation of extension" (Enq. 61). [1]) Tijd en ruimte zijn dus abstracties uit de ons onmiddellijk gegeven „durations" en voorvallen. Voor zoover we in den voortgang van het natuurgebeuren opeenvolging van voorvallen ervaren, worden we dit gewaar als tijdelijk „There is time because there are happenings" (C. o. N. 66). Voor zoover we omsloten door een „duration" in den vroeger omschreven zin gelijktijdige voorvallen onderscheiden worden we dien voortgang gewaar als ruimtelijk. In het telkens vooropstellen van „the passage of nature" vermoeden we al W's denkbeeld van de prioriteit der tijdsabstractie, waaruit de diverse ruimteabstracties weer worden

[1]) Eigenlijk is dit slechts ten deele juist, in die afleiding, waarvan hier alleen in een kort overzicht melding kan worden gemaakt speelt ook nog een andere relatie die der „cogredience" een rol (vgl. Enq. 128—129 en C. o. N. 106—109).

Digitized by Google

afgeleid. Echter met het enkele constateeren van opeenvolgende voorvallen is de mathematisch-physische meetbare tijd nog niet uit het zintuigelijk gegevene geabstraheerd. . . „The distinction arises „between passage which is fundamental and the temporal series „which is a logical abstraction representing some of the properties „of nature" (C. o. N. 66). Er moet voor alles een abstraheerende methode aangegeven worden om daarmee o.a. de belofte „Nature at an instant must be defined in terms of genuine natural entities" (C. o. N. 57) [1]) in te kunnen lossen. Immers het ons in de rechtstreeksche ervaring gegevene mist elke scherpe begrenzing. De ervaren voorvallen gaan geleidelijk over in diegene, welke nog slechts in verwijderd verband staan tot wat de kern der waarneming uitmaakt, zonder opzettelijke tusschenkomst van het wetenschappelijk denken blijft alles vaag en vloeiend. „Exactness is an ideal of thought, and is only realised in experience by the selection of a route af approximation" (C. o. N. 59). Een aanwijzing voor die „route of approximation" geeft ons nu de vóór-wetenschappelijke ervaring dat „natural relations among the ingredients of a duration gain in complexity as we consider durations of increasing temporal extension (C. o. N. 57). Derhalve in de „duration", wier tijdsafmeting tot de limiet nul nadert, bereiken we de ideale vereenvoudiging, die een wetenschappelijk overzien van het waargenomene mogelijk zal moeten maken. Alvorens echter de abstraheerende methode streng te kunnen formuleeren is het nu noodig — W. stelt zich hiermee op den grondslag der translatie-relativiteitstheorie — onderscheid te maken tusschen verschillende stelsels van tijdmeting en daaraan voorafgaande verschillende „families of durations". „Durations" hooren tot één familie, als ze de eigenschap bezitten, dat bij elk tweetal exemplaren een derde te vinden is, die ze beiden omsluit, terwijl er buiten de familie geen zoodanig exemplaar te vinden is. Zonder nu in te gaan op de nauwkeurige formuleeringen van de eigenschappen der omsluitingsrelaties [2]), die de methode van „abstraction" voorbereiden, geven we hier verkort die methode zelf aan. Er wordt een verzameling durations of voorvallen gedacht waarin van elk tweetal exemplaren de een de ander omsluit, terwijl er geen exemplaar is, dat door alle andere omsloten wordt. [3])

1) Vgl. pag. 127.
2) Enq., 101—102.
3) Een methode die nog verfijnd wordt met behulp der ingevoerde begrippen priem en antipriem (Enq. 106—109).

Digitized by Google

De exemplaren van zulk een verzameling kunnen nu gerangschikt worden, zoodat elk exemplaar alle volgende omsluit. Al de eigenschappen, welke de voorvallen, in al die durations omvat, gemeen hebben, worden zoo afgezonderd tot de „ideal simplicity of content" (Enq. 104) waarnaar gezocht werd. Wordt deze methode nu toegepast op „durations" (van eenzelfde familie natuurlijk) dan definieert zulk een verzameling een doorsnêe van het vier dimensionale continuum $t = C$ in een bepaald tijdstelsel. De continue verzameling der doorsneden, die de mathematische physica gebruikt, zoodra ze t als continue veranderlijke gebruikt wordt nu gevonden door verdere abstracties, waarbij nauwkeurig de ordening der tijdsmomenten wordt vastgesteld. Een definitie van wat onder grensmoment van een duration te verstaan is, een beroep op „our sense-awereness of the passage of nature to inform us that there are two such boundary moments, the earlier one and the later one" (C. o. N. 63) zijn de nieuwe elementen in deze afleiding.

Nadat aldus uit het vier-dimensionale continuum de tijdsafmeting is afgescheiden — men zal opgemerkt hebben dat dit niet door de methode der „extensive abstraction" geschied, die preciseert slechts het resultaat, dat al ligt opgesloten in het zich beperken tot durations, waardoor het omsluiten wordt tot een enkel tijdelijk omsluiten — worden de ruimtelijke onderscheidingen geabstraheerd. „Position in space is merely the expression of diversity of relations to alternative time systems." (Rel. 8). Een hierboven gedefinieerd oogenblik $t = C$ is een verzameling van wat W. noemt atomische voorvallen (event-particles) „an event with al its dimensions ideally restricted" (R 29). een momentane ruimte in een bepaald tijdstelsel. De atomische voorvallen (punt-tijdstippen), die er toe behooren zijn in dat stelsel gelijktijdig (nu in de beteekenis, die Einstein aan dit woord toekent). Onder die punt-tijdstippen zijn er die nu ook in een ander tijdstelsel gelijktijdig zijn. Zoo zonderen we uit de momentane ruimte een momentaan vlak (level) af. [1]) Zulk een vlak is dus de doorsnêe van twee tot verschillende tijdstelsels behoorende momenten. Het is duidelijk dat op deze wijze doorgaande men in een momentane ruimte van een bepaald tijdstelsel ook een lijn (rect) en een punt (punct) kan onderscheiden, waaruit inderdaad blijkt hoe volgens W. de plaats in een ruimte te

[1]) Uit de eig. van de tot een tijdstelsel hoorende „duration" volgt, dat de verzameling atomische voorvallen die in 2 tijdstelsels gelijktijdig zijn één dimensie minder moet hebben, dan die welke in één tijdstelsel gelijktijdig zijn.

Digitized by Google

bepalen is uit de verscheidenheid van de betrekkingen der zelfde atomische voorvallen tot de verschillende tijdstelsels.

Echter aan zulk een serie bij een tijdstelsel behoorende momentane ruimten hebben we — aldus W. — nog niets ter opheldering van de begrippen beweging, en stilstand. Een bewegend punt legt in een seconde een afstand van $x\,m$ af, is een uitspraak die alleen zin heeft, als we die rij van buiten elkander vallende momentane ruimten samenvatten in een „timeless space" een ruimte, die in dat tijdstelsel de functie vervult van de absolute ruimte in de klassieke mechanica. De weg, die gevolgd dient te worden om tot een resultaat te komen is door de wijze van abstraheeren, die we hierboven door W. zagen toegepast, duidelijk aangewezen. De „timeless space" moge „merely conceptual" zijn de vraag „What in nature is it the conception of?" (C. o. N. 96) dient beantwoord. Een moment was uit een duration geabstraheerd. De momentane ruimte was een abstractie van de veelheid der door een duration omsloten voorvallen. Dus terug naar die „duration", zooals die ons onmiddellijk in de waarneming gegeven is, om aanknoopingspunten voor deze nieuwe abstractie. W. komt nu tot een tweede fundamenteele relatie: de cogredientie-betrekking.

Een voorval is steeds gegeven als een factor in een complex van factoren. Twee factoren, die altijd deel uitmaken van dat complex, zijn de duration die *nu* is en de „percipient event" „het waarnemende voorval" dat *hier* is. De betrekking tusschen die beide factoren is de cogredientie-betrekking. „The relation between an event here-present and its associated duration embodies in some form the property of rest in the duration; for otherwise here would be an equivocation." .... „When an event has the property of being a percipient event unequivocally here within an associated duration, we shall say that it is cogredient with the duration" (Enq. 70). „Cogredience is the unbroken quality of standpoint within the duration" (C. o. N. 110)... a duration can have many events cogredient with it... any event, which is temporally present throughout the duration and in relation to an event here-present definies a specific meaning of there, is an event there present which has the same relation of cogredience to that duration and is potentially an event here-present in that duration for some possible act of apprehension. (Enq. 70—71).

Al deze en dergelijke opmerkingen hebben geen andere pretentie dan in het empirisch gegevene datgene aan te duiden, wat de

Digitized by Google

grondslag vormt van de abstractie „absolute position in timeless space." Met behulp van deze onafleidbare relatie wordt dat doel gemakkelijk bereikt.

Zij A een punt-tijdstip binnen een „duration" a. Beschouwen we dan de verzameling van voorvallen, die cogredient zijn met a en A omsluiten, dan defineeren we de klasse van punt-tijdstippen, die door alle exemplaren van de verzameling worden omsloten als de *plaats* van A. Zoo is dus in het begrip plaats vastgelegd een „unchanging meaning of here throughout the duration"... „every event-particle in a station is here in the duration in the same sense of here as for every other event-particle of that station (Eng. 129). Uit deze gronddefinitie is nu af te leiden dat twee plaatsen binnen eenzelfde duration geen punt-tijdstip gemeen hebben, dat elke „duration" door a omsloten van de plaats A een bij die „duration" hoorende plaats afsnijdt, dat elk moment binnen a gelegen de plaats in één punt-tijdstip snijdt: een punt van de bijbehoorende momentane ruimte. Zoo wordt dus de plaats m. p. van dergelijke punten in de opeenvolgende momentane ruimten. Door het gedeeltelijk over elkaar vallen van „durations" eener zelfde familie te benutten wordt de plaats nu onbepaald naar weerszijden verlengd. Deze onbepaald verlengde plaats noemt W. een puntspoor (pointtrack), misschien nog beter te vertalen met tijdspoor. Zulk een puntspoor — krachtens de definitie hoorende bij een bepaald tijdstelsel — vertegenwoordigt nu een punt van de bij dat stelsel hoorende absolute ruimte, een punt, dat stilstaat in dat stelsel. Ter definieering van het begrip rechte in de absolute ruimte van een stelsel leidt W. nu eerst af, dat de puntsporen van eenzelfde punttijdstip A in twee verschillende tijdstelsels alleen A gemeen hebben. Beschouwen we dan de punttijdstippen A_k van een puntspoor a in een tijdstelsel α. dan hooren bij die A_k's verschillende puntsporen b_k in een tijdstelsel β. Die puntsporen vertegenwoordigen punten in de absolute ruimte van het stelsel β. De m. p. dier punten is een rechte in die ruimte.

Deze correspondentie tusschen een punt in de absolute ruimte van α en een rechte lijn in die van β kan nu ook als volgt worden geïnterpreteerd: de punten van de absolute ruimte van α bewegen zich in de ruimte van β volgens een rechte. Beschouwingen over congruentie en in verband daarmee over het meten van tijdsruimten en afstanden voeren W. tot de conclusie, dat die beweging eenparig is.

Digitized by Google

Zonder nu verder in te gaan op de ontwikkeling van de meetkunde in de momentane en de absolute ruimte [1]) dient volledigheidshalve nog melding gemaakt van zijn daarbij aansluitende meetkunde van het vier-dimensionale continuum, waarin de punt-tijdstippen de punten zijn, de momentane rechten en de puntsporen de rechte lijnen, twee verschillende categorieën, waartusschen als overgang de nul-sporen. We herkennen hierin de vier-dimensionale meetkunde der translatie-relativiteitstheorie, de momentane rechten door O (als oorsprong van een Cartesisch coordinatenstelsel gedacht) liggen buiten den kegel $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 A^2 = 0$ de puntssporen er binnen, de nulsporen zijn de beschrijvende lijnen.

Beëindigen we dit sterk verkorte overzicht met een résumé van W. zelf, waarin hij scherp zijne belangrijke onderscheidingen aangeeft: „There are three different types of meaning which can be given „to the idea of space in connection with external nature. (I) There „is the four-dimensional space of which event-particles are the „points and the rects and point-tracks and null-tracks are the „straight lines..... (II) There are the three-dimensional instan- „taneous spaces in the moments of any time system α of which „event particles are the points and rects are the straight lines. „The observed space of ordinary perception is an approximation „to this exact concept. (III). There is the time-less three-dimensional „space of the time system α, of which point tracks are the points... „This is the space of physical science" (Enq. 137—138).

Summary.

A survey is given of the ideas on natural philosophy of A. N. Whitehead as set forth in his books „An enquiry concerning the principles of natural knowledge", „The concept of nature" and „The principle of relativity" especially of his criticism on the foundations of classical physics, of his theory of events and objects and of his abstracting the conceptions of time and space from the relations between events and the existence of different time systems.

1) W. voert het begrip evenwijdig in door bij de definitie de momenten van eenzelfde tijdstelsel evenwijdig te noemen. De vlakken in een momentane ruimte uitgesneden door momenten van een ander tijdstelsel zijn dan evenwijdig enz. Verder het begrip loodrecht door een puntspoor bij definitie loodrecht op de momenten van het bijhoorende tijdstelsel te noemen. Daarna ontwikkelt hij dan de leer der congruentie en der symmetrie.

BOEKBESPREKING.

P. Weiss et G. Foëx. **Le Magnétisme.** 16°. pp. VIII + 215. Collection Armand Colin No. 71. Paris 1926.

In dit prettig geschreven boekje vindt men een heldere samenvatting van de meeste belangrijke feiten en theorieën op het gebied van het magnetisme. Natuurlijk

Digitized by Google

is niet naar volledigheid gestreefd, zooals de schrijvers zelf in hun voorrede ook zeggen. Ook spreekt van zelf, dat een groot deel van den inhoud zich groepeert om het werk van Weiss en zijn leerlingen. Het is er echter verre van dat dit een nadeel zou zijn. Doordat hier de hoofdzaken van zooveel, dat in allerlei artikelen verspreid ligt, samengebracht is, komt het weer eens duidelijk uit, hoeveel moois er in dat werk zit, dat werkelijk niet staat of valt met de magnetonentheorie. De studies over de ferromagnetische kristallen, de theorie van het moleculaire veld, de verklaring der anomalieën in de specifieke warmte der ferromagnetische stoffen, de tot hooge nauwkeurigheid opgevoerde meetmethoden enz. blijven toch hun waarde behouden, ook als de magnetonentheorie onjuist zou blijken. Inderdaad, „dit boek voorziet in een lang gevoelde behoefte". H. R. W.

H. Geiger und K. Scheel, **Handbuch der Physik.** Band XI. Anwendung der Thermodynamik, redigiert von F. Henning, 454 blz., 198 fig, — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 34,50, geb. R. M. 37,20.

Het Handbuch der Physik, uitgegeven door Geiger en Scheel, zal volgens de aankondiging omvatten 24 deelen, elk een omvang bezittende van 30 à 35 vel.

De bewerking van de verschillende onderdeelen is toevertrouwd aan een uitgelezen schaar van medewerkers, die ieder op dat speciale gebied hun sporen hebben verdiend. In 1926 zijn reeds vijf banden verschenen, waarvan er drie, nl. IX, X en XI de geheele groep „warmte" omvatten.

Het geheel belooft een standaardwerk van den eersten rang te zullen worden, dat aan ieder kan worden aanbevolen, die zich in eenig onderdeel van de moderne natuurkunde wenscht te orienteeren.

Het thans te bespreken deel XI geeft de toepassingen der thermodynamica, verdeeld over negen hoofdstukken, die ieder op zichzelf een gesloten geheel vormen. Met toepassingen worden op dit gebied meestal die van technischen en chemischen aard bedoeld. Dit boek geeft eigenlijk geen chemische toepassingen; deze vindt men in band X, doch naast verschillende technische worden er meteorologische, astrophysische en physiologische toepassingen in behandeld, zooals uit het navolgende overzicht nader moge blijken.

Hoofdstuk 1, getiteld Thermodynamik der Erzeugung des elektrischen Stromes, is bewerkt door W. Jaeger. Het is in twee gedeelten verdeeld. In het eerste wordt behandeld Stromerzeugung bei gleichmässig temperirten Systemen, in het tweede Stromerzeugung bei ungleichmässig temperirte Systemen, dus thermo-elektrische verschijnselen. Het geheele hoofdstuk omvat 40 blz., zoodat aan verschillende onderwerpen slechts een zeer beknopte behandeling is ten deel gevallen.

Hoofdstuk 2, Wärmeleitung, is van de hand van M. Jakob. Aan dit onderwerp zijn 110 blz. gewijd. Een vrij volledig overzicht wordt gegeven, zoowel van de theoretische grondslagen als van het experimenteele gedeelte der warmtegeleiding. Veel aandacht is gewijd aan de nieuwe theoretische onderzoekingen over den overgang van warmte tusschen vaste lichamen en vloeistoffen (of gassen), waarbij de uitkomsten verkregen worden door een combinatie van de vergelijkingen voor de vloeistofbeweging met die voor de warmtegeleiding. Praktisch bruikbare resultaten worden uit deze vergelijkingen afgeleid door toepassing van het gelijkvormigheidsbeginsel, welke weg het eerst door Nusselt is aangegeven.

Digitized by Google

Hoofdstuk 3, Thermodynamik der Atmosphäre, (33 blz.) door A. Wegener. Hierin worden achtereenvolgens behandeld: die vertikale Druckabnahme, die vertikale Temperaturänderung, die Kondensationsprozesse.

Hoofdstuk 4, door M. Robitzsch, getiteld Hygrometrie en omvattende 10 blz. geeft in hoofdzaak Hygrometrische Messmethoden.

Hoofdstuk 5, Thermodynamik der Gestirne, door E. Freundlich, (37 blz.). Dat van een Thermodynamika der sterren kan worden gesproken, is eerst mogelijk geworden door de quantumtheorie en de theorie van Bohr, die daarop berust. Als uitgangspunt dienen hier de spectra der sterren. De beschouwingen, in dit hoofdstuk vervat, zijn van den allerlaatsten tijd; voornamelijk treden daarbij de namen van Saha en van Eddington op den voorgrond.

Hoofdstuk 6, Thermodynamik des Lebensprozesses, door O. Meijerhof (34 blz.) In het eerste gedeelte worden natuurphilosophische beschouwingen gewijd aan den strijd tusschen de mechanische en de vitalistische opvatting der levensverschijnselen. Hierbij sluit aan een bespreking van de Energieumwandlungen im Lebensprozess en van de chemische Grundlage der vitalen Prozesse. Het tweede en het derde gedeelte van dit hoofdstuk dragen onderscheidenlijk tot titel Thermochemie und Thermodynamik im Tierkörper, en Thermodynamik und Thermochemie in den Pflanzen.

De in dit hoofdstuk verwerkte resultaten zijn bijna uitsluitend gepubliceerd in physiologische, botanische en biochemische tijdschriften. Het is zeer toe te juichen, dat zij door dit boek meer direct onder de aandacht der physici worden gebracht.

Hoofdstuk 7, Erzeugung tiefer Temperaturen und Gasverflüssigung, door W. Meissner (68 blz.) In dit hoofdstuk worden in de eerste plaats behandeld de grondbeginselen van de verschillende typen van koelmachines. Verder de methoden (Linde, Hampson, Dewar, Kamerlingh Onnes), die worden toegepast om zeer lage temperaturen te verkrijgen en om uit atmospherische lucht de verschillende bestanddeelen af te scheiden. In de derde plaats worden besproken de verschillende hulptoestellen, die noodig zijn voor onderzoekingen bij lage temperaturen.

Hoofdstuk 8, Erzeugung hoher Temperaturen, door Carl Müller (85 blz.) Verreweg het grootste gedeelte van dit hoofdstuk is gewijd aan de voortbrenging van hooge temperaturen met behulp van elektrische energie, waarbij ook de inductie-ovens worden besproken. Het is niet wel doenlijk in een kort bestek een eenigszins volledig overzicht te geven van den rijkdom van gegevens, die in dit hoofdstuk verwerkt zijn.

Hoofdstuk 9, Wärmeumsatz bei Maschinen, door Kurt Neumann (27 blz.) Na een inleiding over de thermodynamische grondslagen der warmtemotoren volgt een bespreking van de werking van de zuigerstoommachine, de stoomturbine, den verbrandingsmotor. Hoewel in een kort bestek samengedrongen, geeft dit hoofdstuk toch een duidelijk overzicht van de moderne toepassingen der thermodynamika op de warmtemotoren. M. d. H.

E. N. da C. Andrade, **The structure of the atom,** 314, blz.. 49 fig. — G. Bell and Sons, London 1924. Prijs 16 sh. net.

Dit boek behandelt het atoom op eenigszins andere wijze dan wij het in den laatsten tijd gewend zijn. Het eerste gedeelte behandelt de kern, het tweede het buiten de kern gelegen gedeelte van het atoom. Men proeft dadelijk den twijfelaar,

Digitized by Google

die overtuigd is van de stumperigheid van onze pogingen de natuurverschijnselen te doorzien. Reeds in de inleiding vindt men: A completely satisfactory atomic model, which is an unrealisable ideal, enz. Hoofdstuk II begint als volgt; The physicist attempting to construct an atomic model from considerations of spectral data has been compared to a man who, never having seen a musical instrument, should essay to construct a model of a piano by listening to the sounds made by it when thrown downstairs. Men vindt in dit boek theorieën naast elkaar, die men niet in een en het zelfde boek zou verwachten. B.v. wordt naast het model van Bohr het statisch atoommodel uitvoerig behandeld en aangegeven hoe dit gerechtvaardigd kan worden. In het laatste hoofdstuk vindt men een overzicht over welke feiten experimenteel vast staan en waar nog een en ander aan ontbreekt. Het boek eindigt: What ever may be the fate of the theories which have been so inadequately exposed in this book, whatever modifications or mishaps they may meet, the experimental facts which led to their formation and those others to whose discovery they in their turn gave rise will remain as definite knowdledge, to form a lasting ornament to an age otherwise rich in manifold disaster and variety of evil change." Toch doet het goed weer eens iets te lezen van iemand, die het niet zoo precies weet. G. H.

Oswald-Luther, **Hand- und Hilfsbuch zur Ausführung Physico-chemischer Messungen,** herausgegeben von C. Drucker, 814 blz., 564 fig., 4e Druk. — Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1925. Prijs R. M. 32, geb. R. M. 35.

Vijftien jaar is het geleden dat van dit bekende werk de laatste uitgave verscheen. In dien tijd is door de ontwikkeling van verschillende nieuwe methoden van onderzoek een aanmerkelijke uitbreiding noodzakelijk geworden. Een aantal geheel nieuwe hoofdstukken zijn daarom aan het werk toegevoegd, te weten: Radioactiviteit, door W. Bothe en C. Paneth, Roentgenanalyse door R. Grosz, Toepassingen van electronenbuizen, door W. Gerlach. Andere hoofdstukken werden geheel omgewerkt.

Het is natuurlijk onmogelijk in kort bestek een overzicht te geven van alle behandelde stof, die in 22 hoofdstukken is ingedeeld. Die indeeling is misschien niet altijd even overzichtelijk: zoo zijn de temperatuurmetingen over drie hoofdstukken verdeeld (optische pyrometrie is wel wat al te beknopt behandeld!), terwijl wij eenige recepten voor de bereiding van zuivere gassen vermeld vinden in het hoofdstuk „Oplosbaarheid". Een uitvoerige inhoudsopgave komt aan dit bezwaar tegemoet.

Natuurlijk kon niet alles even uitgebreid behandeld worden; enkele onvolledigheden zouden toch in een nieuwe druk wel verbeterd mogen worden. Bij de dichtheidsbepaling van vaste stoffen is b.v. niet genoemd de zeer betrouwbare methode van Andraea, die toe te passen is bij de meeste oplosbare verbindingen. Verder had vermeld moeten zijn dat de Roentgenanalyse ook bij kristallen met insluitsels de juiste waarde voor de dichtheid geeft (blz. 208).

Bij het Cadmiumnormaalelement wordt aangeraden een element met 12% Cadmium. Een nadere bespreking van de voor- en nadeelen van dit gehalte tegenover andere die zijn voorgesteld ware zeer gewenscht geweest.

Verder ontbreken alle methoden, die in de colloidchemie worden toegepast: kataphorese, stroomingspotentialen en derg. zoekt men tevergeefs.

Digitized by Google

Het uiterlijk van het boek is goed verzorgd: ter verduidelijking zijn in de tekst een groot aantal figuren opgenomen. Zonder twijfel zal het, niet minder dan vroegere uitgaven, zijn weg vinden, en in vele laboratoria in gebruik genomen worden.

v. A.

J. H. van Vleck, **Quantum principles and line spectra**. Bulletin of the national research council. Vol. 10, Part 4, number 54, 316 blz. Maart 1926. Prijs 3 dollars.

Elk boek over de quantatheorie is door de angstig snelle ontwikkeling dezer theorie gedoemd reeds bij zijn verschijnen verouderd te zijn. Maar dit behoeft niet te beteekenen, dat het daardoor tevens overbodig zou wezen. Zeer zeker is dit niet het geval met bovenaangekondigd werk, hoewel het nu reeds verouderd genoemd mag worden, omdat de nieuwe quantamechanica er zoo goed als niet in besproken wordt. De „klassieke" quantatheorie krijgt evenwel een des te grondiger behandeling. Deze wordt hier voor ons om zoo te zeggen van den grond af opgebouwd. De auteur heeft daarbij volop gelegenheid zijn groote didactische gaven te toonen. In het bijzonder valt de wijze te loven, waarop in de eerste hoofdstukken de verschillende principes of methodes der quantatheorie behandeld worden. Maar ook in bespreking der toepassingen van de theorie in de volgende hoofdstukken ontmoeten we dezelfde grondigheid en duidelijkheid. De in het geheele boek rijkelijk geciteerde litteratuur en de goed verzorgde „index of subjects" aan het eind maken dat het als „Nachschlagebuch" onmisbare diensten kan doen.

D. C.

H. Geiger und K. Scheel, **Handbuch der Physik,** Band I, Geschichte der Physik, Vorlesungstechnik. redigiert von K. Scheel, 404 blz., 162 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 31.50 geb. R. M. 33.60.

Dat een handboek der geheele natuurkunde moet beginnen met de geschiedenis van die wetenschap is, dunkt mij, juist gezien en men mag er de redactie mede gelukwenschen, dat zij Prof. Hoppe te Göttingen bereid heeft gevonden dit eerste belangrijke hoofdstuk te schrijven. Kort geleden toch heeft Hoppe een meer uitvoerige geschiedenis der Natuurkunde gepubliceerd, geenszins een excerpt uit of een uitbreiding van de bekende oudere handboeken van Poggendorff, Gerland en anderen, maar een werk, voor een groot deel gebaseerd op eigen studie der bronnen en uitmuntend door oorspronkelijkheid. Deze zelfde eigenschappen vindt men in de beknopte geschiedenis, die hier besproken wordt, terug. Bij het lezen voelt men steeds, dat hier een man aan het woord is, die zich door studie der oorspronkelijke werken op scherpzinnige wijze zelf een meening heeft gevormd over de tallooze onderwerpen waarover hij schrijft en die niet alleen de meeningen van anderen weergeeft. Dit maakt, dat men Hoppe's werk als een bijdrage tot de geschiedenis der natuurkunde van groote waarde moet beschouwen, wat niet wegneemt, dat men hier en daar omtrent de waardeering van personen en zaken in meening van den schrijver kan verschillen. Zoo komt het mij onverklaarbaar en zelfs onverdedigbaar voor, dat, zelfs in een beknopt werk als het hier besprokene, de naam van 's Gravesande in het geheel niet voorkomt (*naar ik meen,* tenminste, want, zonderling genoeg, een naamregister ontbreekt) en dat die van Petrus van Musschenbroek alléén genoemd wordt in verband

Digitized by Google

met de uitvinding van de Leidsche flesch, zeker niet het belangrijkste werk, dat hij verricht heeft. Van den grooten invloed op de ontwikkeling der natuurkunde in de 18de eeuw, die van de werkzaamheid dezer beide mannen is uitgegaan, wordt met geen woord gerept.

Van groote waarde is de uitvoerige en volledige wijze, waarop de schrijver zijne bronnen citeert; en hij citeert op de m.i. juiste wijze, d.w.z. aan de voet der bladzijden en niet in een litteratuurlijst aan het einde óf, wat nog onaangenamer is, in den text zelf. De belezenheid van den schrijver is buitengewoon groot, zoodat het bevreemding wekt, dat hem, zooals uit de bespreking van de uitvinding der verrekijkers en microscopen blijkt, het werkje van C. de Waardt onbekend blijkt te zijn, een werkje waarin zooal niet het laatste, dan toch een belangrijk woord over dit onderwerp gesproken wordt.

Doch deze opmerkingen doen niets af aan de groote waarde van Hoppe's werk, dat ik als een oorspronkelijke bijdrage tot de geschiedenis der natuurkunde beschouw.

Het artikel van Scheel bevat een zeer nuttig en handig overzicht over de physische litteratuur, d.w.z. de groote handboeken, tijdschriften (ook de refereerende) en tabellenwerken. Bij de opnoeming van deze laatste mist men de „Recueil de constantes physiques", die in 1913 door de Société française de physique is uitgegeven. Natuurlijk is dit werk min of meer verouderd, maar verzwegen had het niet mogen worden, al ware het alleen maar vanwege sommige voortreffelijke, niet-verouderde artikelen die het bevat (Guillaume, Mathias, Fabry en Buisson e.a.).

Het artikel van F. Timerding is, evenals dat van Scheel, kort; het behandelt de ontwikkeling en den tegenwoordigen stand van het natuurkundig onderwijs aan universiteiten, voornamelijk in Duitschland. Op pag. 198 lezen wij: Auch an „den Universitäten war im 18. Jahrhundert noch die Physik höchst kümmerlich bedacht" en verder „Die Behandlung der Apparate, soweit solche überhaupt vorhanden waren, hatte etwas durchaus spielerisches". Ook in Leiden, waar 's Gravesande reeds in 1717 tot professor benoemd werd? Heeft ook deze schrijver dan nooit van 's Gravesande en Musschenbroek gehoord?

De inleiding tot het artikel van Mecke en Lambertz is van de hand van H. Konen; hieruit blijkt, dat waarschijnlijk vele der beschreven proeven van Konen's college afkomstig zijn. Het is eene mooie en volledige verzameling collegeproeven, die hier beschreven wordt, de afbeeldingen zijn talrijk en meestal zeer goed. Alleen de correctie had iets zorgvuldiger kunnen zijn, dan ware voorkomen dat zoowel op pag. 235 als op pag. 239 figuren het onderste boven zijn afgedrukt. C. A. C.

J. S. Townsend, **Motion of Electrons in Gases**, Adress at the Centenary Celebration of the Franklin Institute in Philadelphia, September 1924, Clarendon Press, Oxford 1925.

Wie in dit boekje (35 p.) eene algemeene en moderne behandeling van de beweging van electronen in gassen — overeenkomstig den titel — mocht verwachten, zal bedrogen uitkomen. Uitsluitend Engelsche auteurs worden geciteerd. Wenscht men zich te orienteeren op het gebied van de beweging van electronen in gassen dan doet men beter de zoo uitstekende artikelen van J. Franck en P. Jordan, Struktur der Materie III, of het artikel van dezelfde auteurs in het Handbuch der Physik van H. Geiger en K. Scheel, Band XXIII te raadplegen. d. H.

Digitized by Google

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

J. Ponsinet, Principes de l'Electrochimie, 215 blz., 35 fig. — Collection Armand Colin, Paris 1927. Prijs frs. 9.—, geb. frs. 10.25.

G. N. Lewis, Die Valenz und der Bau der Atome und Moleküle, 200 blz. — Fried. Vieweg und Sohn, Akt. Ges., Braunschweig 1927. Prijs R. M. 12, geb. R. M. 14.

A. Bouwers, Physica en Techniek der Röntgenstralen, 222 blz., 116 fig. — A. E. Kluwer, Deventer 1927. Prijs f 5.—, geb. f 6.—.

J. Engl, Der tönende Film, 98 blz., 59 fig. — Fried. Vieweg und Sohn, Akt. Ges., Braunschweig 1927. Prijs R. M. 6.50.

MEDEDEELING.

VACANTIECURSUS.

Aan de Commissie voor de vacantiecursussen der Ned. Chem. Vereeniging is door eenige leden van de Vereeniging verzocht, een cursus te doen geven over: *Nieuwe Atoomtheorieën.*

De bedoeling is, een der hoogleeraren in Natuurkunde te verzoeken, het geven van deze cursus op zich te willen nemen. Van de deelnemers moet dan verlangd worden, dat zij zich vooraf van de noodige beginselen op het gebied van wiskunde en mechanica op de hoogte stellen. Daartoe zal het noodig zijn, dat de deelnemers een nader op te geven (door den hoogleeraar aan te wijzen) boek bestudeeren. Eventueel bij deze voorstudie ontstaande moeilijkheden zullen zooveel mogelijk door onderlinge bespreking op daartoe belegde bijeenkomsten om de veertien dagen (tot het begin van den cursus in October) opgeheven worden. Van de deelnemers zal een grootere bijdrage gevorderd moeten worden, dan voor vacantiecursussen der Ned. Chem. Ver. in gewone gevallen gevraagd wordt. Het bedrag zal afhangen van het aantal der deelnemers. Men geve zich voor deelneming vóór 21 Juni op aan de administratie, Pharmaceutisch Laboratorium, Katharijnesingel 60 Utrecht.

Namens de Commissie voor
vacantiecursussen,

N. SCHOORL.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 15 Juni 1927.*

Digitized by Google

MET DEN

JANUS-EPIDIASCOOP

(D.R.P. 366044 en buitenl. patenten)

VOORZIEN VAN ELECTRISCHE GLOEILAMP

wordt een verrassend goede projectie verkregen zoowel van

AFBEELDINGEN OP PAPIER

als van LANTAARNPLAATJES

Duizenden apparaten met veel succes in gebruik. De JANUS-EPIDIASCOOP is op eenvoudige wijze te completeeren voor alle wijzen van projectie.

Ed. Liesegang, Düsseldorf,

POSTFACH 124. - PROSPECTUS OP AANVRAGE.

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ

EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ

VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

HET RECUEIL DES TRAVAUX CHIMIQUES DES PAYS-BAS,

uitgegeven door de Nederlandsche Chemische Vereeniging,

bevat oorspronkelijke

Wetenschappelijke Verhandelingen op het gebied der Chemie

In de Fransche, Engelsche en Duitsche taal.

De omvang bedraagt normaal 960 bladzijden per jaar octavo. De abonnementsprijs bedraagt f 15.— per completen jaargang exclusief porto voor het buitenland. Leden der Nederl. Chem. Ver. (ook buitenlanders worden als lid toegelaten) betalen slechts f 6.—. Tevens ontvangen de leden voor hunne contributie van f 15.— per jaar het Chemisch Weekblad met het bijblad Chemie en Industrie en het Chemisch Jaarboekje, welke in de Hollandsche taal verschijnen. Hun, die het Recueil wenschen te ontvangen, wordt verzocht dit op te geven aan den Secretaris-Penningmeester van het Algem. Bestuur der Nederlandsche Chemische Vereen., Dr. A. D. DONK, HAARLEM (Holland), Verspronckweg 100.

Digitized by Google

Digitized by Google

7e JAARGANG 1927 NUMMER 5

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: DR. A. D. FOKKER - DR. E. OOSTERHUIS - DR. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: DR. H. C. BURGER - PROF. DR. J. CLAY - DR. C. A. CROMMELIN PROF. DR. P. EHRENFEST - PROF. DR. JHR. G. J. ELIAS - PROF. DR. E. VAN EVERDINGEN PROF. DR. M. DE HAAS - PROF. DR. W. J. DE HAAS - DR. J. J. HALLO - DR. G. HOLST PROF. DR. W. H. KEESOM - PROF. DR. H. A. KRAMERS - DR. T. VAN LOHUIZEN - PROF. DR. H. A. LORENTZ - DR. A. VAN MAANEN - DR. E. E. MOGENDORFF - DR. W. J. H. MOLL PROF. DR. L. S. ORNSTEIN - PROF. DR. R. SISSINGH - PROF. DR. J. D. VAN DER WAALS PROF. DR. P. ZEEMAN

PHILIPS

PLAATSPANNINGAPPARAAT

VERVANGT DE ANODEBATTERIJ

CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND

(5—10 WATT.)

PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—

PHILIPS — EINDHOVEN

Digitized by Google

INHOUD.

Blz

P. H. van Cittert en H. C. Burger, Ware en schijnbare breedte van spectraallijnen 149

D. H. Prins Jr., De kritische snelheid der relativiteitstheorie 156

C. A. Crommelin, Leidsche natuurkunde en instrumentmakerkunst in de 17de en 18de eeuw 162

Verslagen.

Natuur- en Geneeskundig Congres, Vergadering ter bespreking van het Natuurkunde-Onderwijs 178

Boekbespreking 185

Mededeeling 188

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8,50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049, Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Conollyweg 1, Santpoort (station).

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

Digitized by Google

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG 1927 NUMMER 5

WARE EN SCHIJNBARE BREEDTE VAN SPECTRAALLIJNEN [1])

door P. H. VAN CITTERT en H. C. BURGER.

Indien het mogelijk was een volkomen monochromatische lichtbron te verwezenlijken, zou toch elk spectraalapparaat een lijn van eindige breedte en met een voor dat toestel karakteristieke intensiteitsverdeeling geven. Echter heeft elke spectraallijn reeds een eindige eigenbreedte. Voor elk der monochromatische bestanddeelen van de lijn geeft het spectraalapparaat dan die genoemde karakteristieke verdeeling. De waargenomen verdeeling van het licht van de geheele lijn vindt men, als men over deze partieelverdeelingen integreert. De breedte en de intensiteitverdeeling van de door het apparaat afgebeelde lijn wordt dus bepaald door de werkelijke intensiteitsverdeeling in de lijn en de voor het apparaat karakteristieke verdeeling. Het verband tusschen schijnbare, ware en apparaatbreedte hebben wij voor den interferometer volgens Fabry en Perot theoretisch en experimenteel onderzocht.

Zooals bekend is, wordt voor dat toestel voor *volkomen monochromatisch* licht de intensiteitsverdeeling I (afgezien van een constanten factor) bepaald door:

$$I(\varphi) = \frac{(1-\tau)^2}{1+\tau^2-2\tau\cos\varphi} \qquad (1)$$

$$\varphi = \frac{4\pi d\cos i}{\lambda}$$

τ = reflectiecoëfficiënt van de zilverlaag.
φ = phaseverschil tusschen twee opeenvolgende bundels.
d = afstand van de zilverlagen.
i = hoek tusschen een lichtbundel en de normaal op de platen, binnen den interferometer.
λ = golflengte.

[1]) Verslag van de voordracht, door P. H. van Cittert gehouden op de Mei-vergadering van de Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging. Uitvoerige publicatie verschijnt eerstdaags in het „Zeitschrift für Physik".

Digitized by Google

De afstand $\triangle \lambda$ tusschen twee opeenvolgende orden, in golflengten gemeten, wordt bepaald door:

$$\triangle \lambda = \frac{\lambda^2}{2\, d \cos i}.$$

Beschouwt men alleen de binnenste ringen, dan mag men $\cos i = 1$ stellen en wordt:

$$\triangle \lambda = \frac{\lambda^2}{2\, d}. \tag{2}$$

Noemt men ten slotte de stralen van twee opeenvolgende ringen r_1 en r_2, dan geldt, voor een afstand r van het centrum der waargenomen interferentiefiguur:

$$\frac{d\lambda}{2\, r\, dr} = \frac{\triangle \lambda}{r_2^2 - r_1^2}. \tag{3}$$

Met behulp van deze betrekking kan men een gemeten afstandsverschil dr in het interferentiebeeld omrekenen tot het overeenkomstige golflengteverschil $d\lambda$.

Indien we het phaseverschil rekenen vanaf het maximum van een beschouwde ring, kunnen we

$$\varphi = 2\, k\, \pi + \gamma$$

stellen. De betrekking (1) wordt dan

$$I(\gamma) = \frac{1 + \tau^2 - 2\, \tau \cos \gamma}{(1 - \tau)^2}, \quad -\pi < \gamma < \pi.$$

Bij niet te zwakke verzilvering heeft $I(\gamma)$ alleen voor kleine γ merkbare waarde. Wij kunnen dus $\cos \gamma$ ontwikkelen, en deze vergelijking vervangen door:

$$I(\gamma) = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau\, \gamma^2}, \tag{4}$$

waarin $\varepsilon = 1 - \tau$.

In de practisch voorkomende gevallen is deze benadering alleszins toelaatbaar.

De halfwaarde-breedte wordt bepaald door het phaseverschil

$$\alpha = 2\, \gamma_h = \frac{2\, \varepsilon}{\sqrt{\tau}}.$$

Digitized by Google

Daar een phaseverschil 2π overeenkomt met een golflengteverschil $\triangle\lambda$, is dus de halfwaarde-breedte a van het door het spectraaltoestel van een exact monochromatische spectraallijn gevormde beeld in golflengte uitgedrukt:

$$a = \frac{\alpha}{2\pi}\triangle\lambda = \frac{\varepsilon\lambda^2}{2\pi d\sqrt{\tau}} \qquad (5)$$

De „apparaatbreedte" is dus omgekeerd evenredig met d. In principe zou men dus door den afstand tusschen de platen grooter te kiezen, de invloed van het apparaat zoo klein kunnen maken als men wilde [1]). Echter neemt ook de afstand van de orden met $1/d$ af en vallen dus bij groote afstanden de verschillende orden over elkaar.

Beschouwen wij nu een werkelijke spectraallijn van de frequentie ν $(= 1/\lambda)$. Ter vereenvoudiging nemen wij aan, dat de intensiteitsverdeeling $i(\mu)$ in de lijn door een exponentieele functie

$$i(\mu)(:)\, e^{-p^2\mu^2}$$

is voor te stellen, waarin μ den afstand van het midden der lijn in de frequentieschaal voorstelt. Deze onderstelling is toelaatbaar in alle gevallen, waarin de breedte van de lijn in hoofdzaak door het Dopplereffect van de warmtebeweging bepaald wordt.

De waargenomen „schijnbare" verdeeling is dan:

$$I(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-p^2\mu^2}\,\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2+\tau\gamma_1^2}\,d\mu, \qquad (6)$$

waarin $\gamma_1 = 4\pi d(\nu+\mu)\cos i - 2\pi k = \gamma + 4\pi d\mu\cos i$.

De intensiteit is tot de helft van haar maximale waarde verminderd voor de phase γ_h, bepaald door:

$$I(\gamma_h) = \tfrac{1}{2} I(0). \qquad (7)$$

Indien wij ons nu eerst bepalen tot spectraallijnen welker breedte klein is tegen de apparaatbreedte. $\left(p >> \frac{\sqrt{\tau}}{\varepsilon}\right)$, is de integraal (6) door ontwikkeling van de breuk $\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2+\tau\gamma_1^2}$ naar machten van μ

[1]) Vgl. P. P. Koch, Ann. d. Phys. IV. 42, 1. 1913.

Digitized by Google

gemakkelijk analytisch te benaderen. Substitueeren we de gevonden waarde in (7) dan vinden we:

$$s^2 = a^2 + \frac{3}{2\,lg\,2}\,b^2,$$

of

$$s^2 = a + 2,15\,b^2, \tag{8}$$

waarin s de schijnbare, a de apparaats- en b de ware halfwaardebreedte voorstelt.

Is echter de spectraallijn niet smal tegenover de apparaatbreedte, dan verliest de benadering haar beteekenis en moet men de waarde van de integralen in vergelijking (7) numeriek berekenen. Deze berekening, welke door den Heer E. F. M. v. d. Held voor ons verricht is, geeft als resultaat, dat het verband tusschen s, a en b door een lineaire vergelijking voor te stellen is:

$$s = 0{,}80\,a + 0{,}81\,b. \tag{9}$$

Vergelijking (8) is geldig voor $b < 0{,}42\,a$; vergelijking (9) voor $0{,}46\,a < b < 2\,a$. Voor $b > 2\,a$ is de berekening niet doorgevoerd, zoodat over de al of niet geldigheid van betrekking (9) boven deze grens niets gezegd kan worden.

Het is nu mogelijk met behulp van de betrekkingen (8) en (9) uit de waargenomen breedte s en de met behulp van vergelijking (5) te voorspellen apparaatbreedte a de ware lijnbreedte b te berekenen. Het is echter twijfelachtig of zelfs het beste toestel zoo goed is, dat de breedte door vergelijking (5) nauwkeurig berekend kan worden. Daar nu echter de breedte a (ook als het apparaat fouten heeft, voor bewijs zie verder) omgekeerd evenredig is met d, en de ware breedte b natuurlijk van d onafhankelijk is, is het mogelijk door middel van twee waarnemingen met verschillenden plaatafstand twee onafhankelijke vergelijkingen te vinden, waaruit a en b te bepalen zijn. Meet men s voor meer dan twee afstanden, dan kan men bovendien de betrekkingen (8) en (9) controleeren.

Door ons is de schijnbare breedte van de *Cd*-lijn 6439 Å gemeten voor afstanden $^1/_2$, 1 en $1^1/_2$ cm. Als lichtbron werd een tot hoog vacuum gepompte, met zuiver *Cd* gevulde buis van pyrexglas gebruikt, welke in een electrischen oven op 390° verhit werd. De buis was voorzien van uitwendige electroden, die met een inductieklos, welke primair met 500 perioden wisselstroom

Digitized by Google

gevoed werd, verbonden waren. In den lichtweg was een 50 % verzwakker opgenomen, die met de interferenties zoodanig op de photographische plaat scherp afgebeeld werd, dat het interferentiebeeld diametraal in twee velden verdeeld werd, waarin de intensiteiten zich als 1 : 2 verhielden. Door nu den middelsten ring aan weerszijden, in de onmiddellijke nabijheid van de grenslijn tusschen deze velden, microphotometrisch door te meten, kan men met behulp van verg. (3) de schijnbare halfwaarde-breedte vinden.

De metingen gaven als resultaat, dat voor:

$$d = {}^1/_2 \text{ cm} : s = 0{,}0392 \text{ Å},$$
$$d = 1 \text{ cm} : s = 0{,}0232 \text{ Å},$$
$$d = 1{}^1/_2 \text{ cm} : s = 0{,}0185 \text{ Å},$$

(laatste decimaal onbetrouwbaar).

Noemen we de apparaat-breedte voor $d = 1$ cm weer a, dan is deze voor $d = {}^1/_2$ cm $2a$ en voor $d = 1{}^1/_2$ cm ${}^2/_3 a$., en dus gelden krachtens (8) en (9) de betrekking:

$$0{,}0392^2 = 4a^2 + 2{,}15 b^2,$$
$$0{,}0232 = 0{,}80 a + 0{,}81 b,$$
$$0{,}0185 = 0{,}80 \times {}^2/_3 a + 0{,}81 b,$$

Aan deze drie vergelijkingen voldoen:

$$a = 0{,}0176 \text{ Å},$$
$$b = 0{,}0114 \text{ Å}.$$

Nemen we de mogelijke fouten in aanmerking, dan vinden we:

$$a = 0{,}0176 \pm 0{,}0003 \text{ Å},$$
$$b = 0{,}0114 \pm 0{,}0008 \text{ Å}.$$

Beschouwen wij eerst de gevonden ware breedte:

$$b = 0{,}0114 \text{ Å}.$$

De met de temperatuur van den oven (390° C) overeenkomende Dopplerbreedte bedraagt 0,0107 Å. Nu is echter de temperatuur in de buis zeker hooger geweest dan die in den oven, verder kan door zelfabsorptie de intensiteit in het centrum van de lijn verminderd en dus hierdoor de halfwaarde-breedte vermeerderd zijn [1]) en ten slotte is het mogelijk dat de lijn nog, afgezien van Dopplereffect, een eigenbreedte heeft. Bovendien kan nog verbreeding

[1]) Bij hoogere stroomdichtheid was duidelijke zelfomkeering waar te nemen.

Digitized by Google

door Starkeffect opgetreden zijn. Het was dus à priori te verwachten dat de gevonden waarde voor b grooter dan 0,0107 Å zou zijn. De overeenstemming tusschen de gevonden en de verwachte waarde is echter zoodanig, dat we zeggen kunnen, dat *de breedte van de roode Cd-lijn*, in de condities zooals ze door ons is waargenomen, *vrijwel geheel door Dopplereffect* bepaald wordt [1]).

Beschouwen wij in de tweede plaats de gemeten apparaat-breedte $a = 0{,}0176$ Å. Volgens verg. (5) correspondeert deze met een reflectiecoëfficiënt $\tau = 0{,}76$.

Directe metingen gaven echter $\tau = 0{,}80$, waarmee een apparaatbreedte 0,0147 Å overeenkomt. Dit verschil is te verklaren door het feit, dat de interferometerplaten niet volkomen vlak waren.

In de eerste plaats vertoonden de platen een regelmatige kromming. De interferenties van gelijke dikte, welke we waarnamen, toen wij de platen, tot een dunne scherpe wig gecombineerd, in het licht van de groene kwiklijn onderzochten, ware flauw gebogen. Ze verliepen ongeveer $^1/_{10}$ orde over een lengte van 6 cm. Hieruit volgt dat de kromtestraal R van de platen ongeveer 18 KM bedroeg. Berekenen we den invloed van een geringe kromming der platen op de schijnbare breedte, dan vinden wij:

$$a_1^2 = a^2 + \frac{r^4 \lambda^2}{4 R^2 d^2}, \qquad (10)$$

waarin $r =$ de straal van de gebruikte opening van den interferometer. Bij onze metingen was $r = {}^1/_2$ cm, en dus geldt voor $d = 1$ cm:

$$a_1^2 = a^2 + 0{,}00045^2.$$

De invloed van de regelmatige kromming van de platen is dus bij onze metingen niet merkbaar geweest. Bij grootere opening neemt de correctie in verg. (10) zeer sterk toe (met r^4) zoodat dan merkbare verbreeding der spectraallijnen optreedt.

In de tweede plaats kunnen echter de platen onregelmatige krommingen hebben. Indien de platen onregelmatigheden vertoonen, wordt de verdeeling in de spectraallijn voor exact monochromatisch licht niet voorgesteld door (4):

1) Voorloopige metingen van de ware breedte van de kwiklijn $\lambda = 5461$ en haar satellieten (uitgezonden door een kwartskwiklamp), evenals van de Heliumlijn $\lambda = 5876$ (in een Geissler-buis) gaven als resultaat, dat ook bij deze lijnen de breedte in hoofdzaak aan Dopplereffect moet worden toegeschreven.

Digitized by Google

$$f(\gamma) = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau\,\gamma^2},$$

maar door

$$f_1(\gamma) = \frac{1}{O}\int d\,O\left\{ f(\gamma) + \triangle\,\gamma\, f'(\gamma) + \frac{\triangle^2 \gamma}{2!} f''(\gamma) + \ldots\ldots \right\}.$$

Zijn de afwijkingen klein, dan wordt dit:

$$f_1(\gamma) = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + \tau\,\gamma^2} + m^2 \frac{3\,\varepsilon^2 \tau^2 \gamma^2 - \varepsilon^4 \tau}{(\varepsilon^2 + \tau\,\gamma^2)^3}, \qquad (10)$$

waarin $m =$ middelbare afwijking $\left(m^2\, O = \int \triangle^2 \gamma\, d\, O.\right)$.
Dit geeft:

$$\gamma_h^2 = \frac{\varepsilon^2}{\tau} + 3\,m^2.$$

en dus

$$a_1^2 = a^2 + \frac{12\,\triangle^2 \gamma^2}{d^2},$$

waarbij $\triangle =$ middelbare afwijking d.

Uit deze betrekking volgt, dat we het gevonden verschil kunnen verklaren door als middelbare afwijking de zeer plausibele waarde $\triangle = 48$ Å aan te nemen (overeenkomende met $m = 0{,}093$).

Nu is echter voor het afleiden van de gebruikte vergelijkingen (8) en (9) aangenomen, dat de platen ideaal waren. De resultaten berusten op de onderstelling dat verg. (4) voor $\tau = 0{,}76$ de verdeeling voorstelt, zooals het toestel die voor exact monochromatisch licht geeft. Echter hadden we moeten nemen de verdeeling bepaald door verg. (11) voor $\tau = 0{,}80$ en $m = 0{,}093$. Het blijkt echter dat beide verdeelingen *zeer weinig verschillen*. De krommen dekken elkaar vrijwel, de halfwaarde-breedten zijn dezelfde, alleen is in het centrum van de lijn de ware verdeeling (10) iets breeder dan de gebruikte. Het gevolg hiervan is, dat de apparaatbreedte iets te klein is aangenomen, en dus de gevonden waarde $b = 0{,}0114$ Å een bovenste grens is.

Indien eenmaal voor een interferometer de apparaatbreedte a vastgesteld is, kan men met behulp van de vergelijkingen (8) of (9) na één waarneming de ware breedte van de spectraallijn berekenen.

Digitized by Google

Het is aan te bevelen den afstand d tusschen de interferometerplaten zoo te kiezen dat verg. (9) geldig is, daar kleine meetfouten in dat geval minder invloed op de berekende ware breedte hebben als in geval dat verg. (8) geldig is.

Utrecht, PHYSISCH LABORATORIUM DER RIJKSUNIVERSITEIT.

Zusammenfassung.

Durch einen Spectralapparat wird eine Linie breiter abgebildet als ihrer wahren Breite entspricht. Für das Fabry-Perot'sche Interferometer wird gezeigt, dass es möglich ist aus der gemessenen scheinbaren Breite die wahre Breite zu bestimmen. Messungen an der roten *Cd*-Linie 6439 Å bestätigen die abgeleiteten Formeln. Die gefundene wahre Breite ist nur unwesentlich grösser als die Dopplerbreite. Die durch den Apparat bedingte Verbreiterung wird ein wenig zu grosz gefunden, was sich auf sehr kleine Fehler der Interferometerplatten zurückführen lässt.

DE KRITISCHE SNELHEID DER RELATIVITEITSTHEORIE

door D. H. PRINS Jr.

In aansluiting bij mijn referaat over de natuurfilosofische denkbeelden van A. N. Whitehead [1]) volge hier nog een voorbeeld van de pogingen, die W. doet om de theoretische phyisica met nieuwe [2]) beschouwingen te verrijken, daar waar hij tegen de gangbare afleidingen bezwaren heeft, die uit zijn filosofische opvattingen voortspruiten, aldus metterdaad aantoonend hoe wijsgeerige kritiek tot positieve voor de natuurkunde belangrijke resultaten leiden kan. W. verzet zich tegen de overwegende rol, die door lichtsignalen gespeeld wordt in de translatie-relativiteitstheorie... „Light signals are very important elements in our lives but still we cannot but feel that the theory some what exaggerates their position. The very meaning of simultaneity is made to depend on them. There are blind people and dark cloudy nights and neither blind people nor people in the dark are deficient in a sense of simultaneity (Enq. 53). Deze overwegingen, nauw samenhangend met zijn streven de fundamenteele begrippen der physica te zien als abstracties van het onmiddellijk in de waarneming gegevene, brengen hem ertoe om zonder de absolute rol der lichtsnelheid

1) Zie Physica 7, 122.
2) Voor zoover mij bekend.

Digitized by Google

te postuleeren het bestaan van zulk een kritische maximum-snelheid (zooals hij het uitdrukt) af te leiden uit een ander postulaat. Dit postulaat is het beginsel der kinematische symmetrie. Zonder nu verder te onderzoeken of dit postulaat beter aanvaardbaar is dan het andere, volge hier de afleiding, die W. geeft van de transformatie-formules van Lorentz en het bewijs voor het bestaan van een maximumsnelheid welker. . . . „definition in no ways depends upon any reference to light".

Teneinde de aansluiting bij de voorgaande beschouwingen niet te verliezen gaan nog enkele inleidende opmerkingen aan de juiste formuleering van het beginsel der kinematische symmetrie vooraf.

Zij gegeven een tijdstelsel α en een zijner momentane ruimten. Een willekeurig punttijdstip O valt dan samen met een momentaan punt daarin. Met O als oorsprong wordt nu een rechthoekig assenstelsel $O\,X_\alpha$. $O\,Y_\alpha$, $O\,Z_\alpha$ aangenomen. Het vierdimensionale assenstelsel wordt nu voltooid door het puntspoor $O\,T_\alpha$ (van O in α) [1]). In een tijdsstelsel β kunnen we nu op dezelfde wijze het assenstelsel $O\,X_\beta$, $O\,Y_\beta$, $O\,Z_\beta$ voltooid door het tot dat stelsel hoorende puntspoor van O, $O\,T_\beta$ samenstellen. Daar twee tot verschillende tijdstelsels behoorende momentane ruimten een momentaan vlak gemeen hebben kunnen we het tweede assenstelsel steeds zoo kiezen dat het twee van de drie eerste assen met het eerste assenstelsel gemeen heeft b.v. $O\,Y_\beta$ valt samen met $O\,Y_\alpha$ en $O\,Z_\beta$ met $O\,Z_\alpha$. In dat geval zijn de transformatie-formules van de gedaante

$$\left.\begin{aligned} x_\beta &= a_{\alpha\beta}\,x_\alpha + b_{\alpha\beta}\,t_\alpha \\ y_\beta &= y_\alpha \\ z_\beta &= z_\alpha \\ t_\beta &= c_{\alpha\beta}\,x_\alpha + d_{\alpha\beta}\,t_\alpha \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Zij $(x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha, t_\alpha)$ een punttijdstip, dat samenvalt met een momentaan punt A in een derde tijdstelsel π, en beschouwen we het puntspoor a van A in π, met dit puntspoor (punt in de absolute ruimte van π) correspondeert een rechte in de absolute ruimte van α. Daar een punt in de absolute ruimte gegeven is door een viertal coordinaten waarvan x_α, y_α en z_α constant en t_α veranderlijk is, kunnen we het ook bepalen door die constante waarde van x_α, y_α en z_α [2]). Langs de rechte in α, die met het punt a in π

1) Voor W.'s deductie van loodrechte stand vgl. de opmerking in de noot op pag. 141.
2) Hier is dus zoo het punt a in de absolute ruimte van π bepaald.

Digitized by Google

correspondeert, kunnen we nu x_α, y_α en z_α als functies van t_α beschouwen. Een derde tijdstelsel „makes every set of α-coordinates of a variable α-point to be a function of t_α; namely it correlates an α-point $(x_\alpha\ y_\alpha\ z_\alpha)$ with the velocity $(\dot{x}_\alpha\ \dot{y}_\alpha\ \dot{z}_\alpha)$" (Enq. 152) Met deze woorden introduceert W. het begrip snelheid.

Uit (1) vinden we nu onmiddellijk

$$\left.\begin{aligned} \dot{x}_\beta &= \frac{a_{\alpha\beta}\,\dot{x}_\alpha + b_{\alpha\beta}}{c_{\alpha\beta}\,\dot{x}_\alpha + d_{\alpha\beta}} \\ \dot{y}_\beta &= \frac{\dot{y}_\alpha}{c_{\alpha\beta}\,\dot{x}_\alpha + d_{\alpha\beta}} \\ \dot{z}_\beta &= \frac{\dot{z}_\alpha}{c_{\alpha\beta}\,\dot{x}_\alpha + d_{\alpha\beta}} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Als nu π geïdentificeerd wordt met α (dus $\dot{x}_\alpha = \dot{y}_\alpha = \dot{z}_\alpha = 0$) dan vinden we uit (2) voor de snelheid van de absolute ruimte van α in die van β

$$\left.\begin{aligned} \dot{x}_\beta &= \frac{b_{\alpha\beta}}{d_{\alpha\beta}} \\ \dot{y}_\beta &= 0 \\ \dot{z}_\beta &= 0 \end{aligned}\right\} \text{ of } v_{\beta\alpha} = \frac{b_{\alpha\beta}}{d_{\alpha\beta}} \text{ (gericht langs } O\,X_\alpha) \ldots (3)$$

Lezen we uit (1) en (2) de inverse transformatieformules af door verwisseling der indices α en β. dus

$$\left.\begin{aligned} x_\alpha &= a_{\beta\alpha}\,x_\beta + b_{\beta\alpha}\,t_\beta \\ &\text{enz.} \end{aligned}\right\} \text{(1a)} \qquad \left.\begin{aligned} \dot{x}_\alpha &= \frac{a_{\beta\alpha}\,\dot{x}_\beta + b_{\beta\alpha}}{c_{\beta\alpha}\,\dot{x}_\beta + d_{\beta\alpha}} \\ &\text{enz.} \end{aligned}\right\} \text{(2a)}$$

dan vinden we evenzoo:

$$v_{\alpha\beta} = \frac{b_{\beta\alpha}}{d_{\beta\alpha}} \text{ (gericht langs } O\,X_\alpha) \ldots . (4)$$

Het principe der kinematische symmetrie luidt nu:

1o de snelheden van β in α en van α in β zijn elkaars tegengestelde:

$$v_{\alpha\beta} + v_{\alpha\beta} = 0 \ldots . (5)$$

2o als u een snelheid is in α loodrecht op de bewegingsrichting van β in α die in β getransformeerd wordt tot een snelheid $(v_{\beta\alpha}, u')$ met u' loodrecht op de richting van α in β — dan zal een snelheid u in β loodrecht op de bewegingsrichting van α in β, in α getransformeerd worden tot $(v_{\alpha\beta}, u')$ waarin weer u' loodrecht staat op de bewegingsrichting van β in α.

Digitized by Google

Drukt het eerste deel een symmetrie eigenschap der relatieve snelheden van twee stelsels uit, het tweede deel „is the principle „of the symmetry of two time systems in respect to transverse velocities" (Enq. 154).

Dit beginsel levert betrekkingen op tusschen de coeff. van de transformaties (1) en (1a). Tusschen deze coeff. bestaan reeds de volgende betrekkingen (door subst. van (1a) in (1) onmiddellijk af te leiden

$$a_{\alpha\beta}\, a_{\beta\alpha} + b_{\alpha\beta}\, c_{\beta\alpha} = 1 \ldots . (6)$$
$$c_{\alpha\beta}\, b_{\beta\alpha} + d_{\alpha\beta}\, d_{\beta\alpha} = 1 \ldots . (7)$$
$$a_{\alpha\beta}\, b_{\beta\alpha} + b_{\alpha\beta}\, d_{\beta\alpha} = 0 \ldots . (8)$$
$$c_{\alpha\beta}\, a_{\beta\alpha} + d_{\alpha\beta}\, c_{\beta\alpha} = 0 \ldots . (9)$$

Nu geeft (5) in verband met (3) en (4)

$b_{\alpha\beta}\, d_{\beta\alpha} + b_{\beta\alpha}\, d_{\alpha\beta} = 0$ uit (8) volgt dan

$b_{\beta\alpha}\,(a_{\alpha\beta} - d_{\alpha\beta}) = 0 \quad b_{\beta\alpha} = 0$ zou geven $v_{\alpha\beta} = 0$ dus is

$$a_{\alpha\beta} = d_{\alpha\beta} \ldots . (10)$$

Het tweede deel van het beginsel der kinematische symmetrie kunnen we benutten door π te identificeeren met een stelsel waarin

$$\dot{x}_\alpha = 0 \quad \dot{y}_\alpha = u \text{ en } \dot{z}_\alpha = 0.$$

Dat geeft dan via (2)

$$\left.\begin{aligned} \dot{x}_\beta &= v_{\beta\alpha} \\ \dot{y}_\beta &= \frac{u}{d_{\alpha\beta}} \\ \dot{z}_\beta &= 0 \end{aligned}\right\} \ldots . (11)$$

Identificatie van π met $\dot{x}_\beta = 0 \quad \dot{y}_\beta = u \quad \dot{z}_\beta = 0$ geeft via (2a)

$$\left.\begin{aligned} \dot{x}_\alpha &= v_{\alpha\beta} \\ \dot{y}_\alpha &= \frac{u}{d_{\beta\alpha}} \\ \dot{z}_\alpha &= 0 \end{aligned}\right\} \ldots . (12)$$

Dus is nu volgens het tweede deel van het beginsel

$$d_{\alpha\beta} = d_{\beta\alpha} \ldots . (13)$$

De betrekkingen (6), (7), (8), (9), (10) en (13) drukken nu de coëfficiënten van (1) en (1a) in twee grootheden uit n.l. $v_{\alpha\beta}$ (of $v_{\beta\alpha}$) en in de kritische snelheid welker bestaan nu als volgt wordt bewezen: Zij γ een tijdstelsel met momentane ruimten, welke met

Digitized by Google

die van α vlakken $\perp O Y_\alpha$ gemeen hebben, dan kunnen we een γ-assenstelsel samenstellen zoodat $O X_\gamma$ met $O X_\alpha$ en $O Z_\gamma$ met $O Z_\alpha$ samenvalt. De absolute ruimte van γ beweegt dan in die van α in de richting van $O Y_\alpha$.

Identificatie van het boven gebruikte stelsel π met γ voert dan weer tot

$$\dot{x}_\alpha = 0 \quad \dot{y}_\alpha = v_{\alpha\gamma} \quad \dot{z}_\alpha = 0.$$

Aan deze identificatie vasthoudende en dus deze waarden substitueerend in (2) vinden we

$$\dot{x}_\beta = v_{\beta\alpha} \text{ of } = -v_{\alpha\beta}$$
$$\dot{y}_\beta = \frac{v_{\alpha\gamma}}{d_{\alpha\beta}} \text{ of (volgens (10)) } = \frac{v_{\alpha\gamma}}{a_{\alpha\beta}}$$
$$\dot{z}_\beta = 0.$$

Daar $\dot{x}_\beta^2 + \dot{y}_\beta^2 + \dot{z}_\beta^2 = v_{\beta\alpha}^2$ is dus

$$v_{\beta\gamma}^2 = v_{\alpha\gamma}^2 + \frac{v_{\alpha\gamma}^2}{a_{\alpha\beta}^2} \ldots . (14)$$

Dit geeft de snelheid der γ-ruimte in de β-ruimte. Op overeenkomstige wijze tot de snelheid der β-ruimte in de γ-ruimte uitrekenende vindt men

$$v_{\gamma\beta}^2 = v_{\alpha\gamma}^2 + \frac{v_{\alpha\beta}^2}{a_{\alpha\gamma}^2} \ldots . (15)$$

Uit (14) en (15) volgt nu

$$v_{\alpha\beta}^2 (1 - a_{\alpha\beta}^{-2})^{-1} = v_{\alpha\gamma}^2 (1 - a_{\alpha\gamma}^{-2})^{-1} \ldots . (16)$$

Verwisseling der indices in een der beide leden van (16) is geoorloofd, daar $v_{\alpha\beta}^2 = v_{\beta\alpha}^2$ en verder is $a_{\alpha\beta} = a_{\beta\alpha}$. Immers daar van den aanvang af de transf. (1) en (1a) dezelfde rol spelen gelden ook de betrekkingen, die uit (6), (7), (8) en (9) ontstaan door verwisseling der indices en dus aequivalent aan (10)

$$a_{\beta\alpha} = d_{\beta\alpha} \text{ waaruit in verband met (13)}$$

het gevraagde volgt.

De betrekking (16) geldt dus voor alle tijdstelsels β en γ welker absolute ruimten zich t.o.v. die van α in onderling loodrechte richtingen bewegen. Dat ze nu ook geldt als die richtingen een willekeurigen hoek insluiten volgt nu zoodra we een vierde tijdsstelsel δ inlasschen zóó dat in de absolute ruimte van α de

Digitized by Google

bewegingsrichting van die van $\delta \perp$ staat zoowel op die van β als op die van γ. Immers dan is

$$v_{\alpha\beta}^2 (1 - a_{\alpha\beta}^{-2})^{-1} = v_{\alpha\delta}^2 (1 - a_{\alpha\delta}^{-2})^{-1}$$

$$\text{en } v_{\alpha\gamma}^2 (1 - a_{\alpha\gamma}^{-2})^{-1} = v_{\alpha\delta}^2 (1 - a_{\alpha\delta}^{-2})^{-1} \text{ dus weer}$$

$$v_{\alpha\beta}^2 (1 - a_{\alpha\beta}^{-2})^{-1} = v_{\alpha\gamma}^2 (1 - a_{\alpha\gamma}^{-2})^{-1} = k \ldots . (16)$$

waarin nu k een absolute constante is.

W. discussieert dit resultaat door de gevallen te onderscheiden:

$k = 0$ (onbruikbaar geeft dat steeds of $a_{\alpha\beta} = 0$ of $v_{\alpha\beta} = 0$,

$k < 0$ elliptische kinematica,

$k = \infty$ parabolische kinematica,

$k > 0$ hyperbolische kinematica.

Het laatste geeft de transformatieformules van Lorentz als we $k = c^2$ nemen, waarin c dan dus is de constante, welker bestaan hier uit het principe der kinematische symmetrie is afgeleid en waarvan „experiment shows that it is a near approximation to the velocity of light in vacuo" (R. 36).

Immers uit (16) volgt:

$$a_{\alpha\beta} = \left(1 - \frac{v_{\alpha\beta}^2}{c^2}\right)^{-1/2}$$

in verband met (10)

$$d_{\alpha\beta} = \left(1 - \frac{v_{\alpha\beta}^2}{c^2}\right)^{-1/2}$$

$$\text{uit (3) en (5): } b_{\alpha\beta} = -v_{\alpha\beta}\left(1 - \frac{v_{\alpha\beta}^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

Ter bepaling voor $c_{\alpha\beta}$ vinden we uit (7) in verband met (10) en (13)

$$c_{\alpha\beta} = \frac{1 - a_{\alpha\beta}^2}{b_{\beta\alpha}}.$$

Daar uit (8) en (10) en (13) volgt $b_{\beta\alpha} = -b_{\alpha\beta}$

$$\text{is dus } c_{\alpha\beta} = -\frac{v_{\alpha\beta}}{c^2}\left(1 - \frac{v_{\alpha\beta}^2}{c^2}\right)^{-1/2}$$

Digitized by Google

De hyperbolische kinematica is dus die van de translatie-relativiteitstheorie.

De parabolische kinematica geeft, zooals gemakkelijk is in te zien:

$$a_{\alpha\beta} = 1$$
$$d_{\alpha\beta} = 1$$
$$b_{\alpha\beta} = -v_{\alpha\beta}$$
$$c_{\alpha\beta} = 0.$$

de transformaties van de groep van Galileï en dus de klassieke kinematica.

De elliptische kinematica voert tot resultaten, die niet met de experimenten in overeenstemming te brengen zijn.

Summary.

Whitehead's principle of kinematic symmetry and his way of deducting the existence of a maximum velocity from it is discussed.

LEIDSCHE NATUURKUNDE EN INSTRUMENTMAKERSKUNST IN DE 17DE EN 18DE EEUW [1])

door C. A. CROMMELIN.

Wanneer wij de geschiedenis van de beoefening der natuurkunde aan de Leidsche Akademie nagaan, dan zien wij, dat reeds van den aanvang af — de stichting valt in 1575 — de natuurkunde onderwezen werd. In het einde der 16de en het begin der 17de eeuw ontmoeten wij de namen van hoogleeraren, zooals Gerardus Bontius († 1599), Rembertus Dodonaeus (1518—1585), Gilbertus Jacchaeus (1585—1628) en van nog eenige anderen, namen, die ons echter uit natuurkundig oogpunt nog weinig belang kunnen inboezemen, aangezien de dragers zich bij hun onderwijs angstvallig hielden aan het systeem der Physica van Aristoteles en er van oorspronkelijk en zelfstandig onderzoek op natuurkundig gebied bij hen nog geen sprake was.

Een lichtpunt in dit overigens vrij donkere tijdperk vormt Willebrordus Snellius van Royen (1591—1626), in 1613 tot hoogleeraar te Leiden benoemd, een man van groote vermaardheid, wiens naam als voortreffelijk en oorspronkelijk wiskundige, geodeet en natuurkundige voortleeft in de geschiedenis der exacte

[1]) Voordracht in de vergadering van de Natuurkundige Vereeniging, 21 Mei 1927.

Digitized by Google

wetenschappen. In de natuurkunde wordt hij geëerd al de ontdekker van de brekingswet van het licht, die hij gevonden heeft met behulp van proeven. Met hem heeft dus de proefondervindelijke natuurkunde schoorvoetend haar intrede aan de Leidsche Akademie gedaan.

Na Snellius' vroegtijdigen dood vinden wij wederom een lang tijdperk, dat voor de beoefening der natuurkunde te Leiden niets schijnt te hebben opgeleverd. De Aristotelische natuurkunde werd door de overheid in bescherming genomen tegenover nieuwere opvattingen, voornamelijk tegen het toen opkomend Cartesianisme. Tegen het einde der 17de eeuw was men echter allengs vrijer van opvatting geworden en werden aan de aanhangers der nieuwere denkbeelden geen hinderpalen meer in den weg gesteld.

Was de 17de eeuw een der roemrijkste tijdperken voor de ontwikkeling van wis-, natuur- en sterrekunde en schitterden de namen van Cartesius en Leibniz, van Huygens en Newton als sterren in vollen glans aan den wetenschappelijken hemel, voor de beoefening der natuurkunde aan de Leidsche Universiteit was deze zelfde eeuw een tijdperk van verval. Zonderen wij den voortreffelijken Snellius uit, dan ontmoeten wij slechts namen, die ons volkomen onverschillig laten, ja er schijnt zelfs een tijdperk geweest te zijn, waarin de natuurkunde in het geheel niet onderwezen werd.

Tegen het einde der 17de eeuw komt er echter, als voorspel tot de zoo belangrijke 18de eeuw, een opleving. Burchardus de Volder (1643—1709), voornamelijk Cartesiaansch wijsgeer, in 1675 toegelaten tot het geven van lessen in de proefondervindelijke natuurkunde, was een voor zijn tijd verdienstelijk physicus. Hij werd door Curatoren in staat gesteld werktuigen aan te koopen en het is zeker, dat hij te Leiden de eerste is geweest, die in het openbaar proeven, zij het dan misschien ook maar enkele proeven, heeft vertoond. Zijn colleges schijnen zich in groote belangstelling der studenten te hebben verheugd. Zijn opvolger Wolferdus Senguerdius (1646—1724) was eveneens een verdienstelijk natuurkundige, schrijver van een degelijk natuurkundig handboek waarvan de titel „Rationis atque experientiae connubium" zijn waardeering voor proefnemingen bewijst. Evenals De Volder dit gedaan had ontwierp ook hij een nieuw model luchtpomp, het natuurkundige instrument bij uitnemendheid van die dagen, waarop wij later nog terugkomen.

Digitized by Google

Een nieuw tijdperk van bloei werd nu echter ingeluid door het optreden in 1717 van Wilhelmus Jacobus 's Gravesande (1688—1742) als hoogleeraar in de wis- en sterrekunde. Het is echter minder op het gebied van deze wetenschappen dan op dat der natuurkunde, dat hij zich zijn grooten naam heeft weten te verzekeren (1). Zijn uitermate vruchtdragende werkzaamheid aan de Leidsche Universiteit is later, in het midden der 18de eeuw, op waardige wijze voortgezet en in zekeren zin ook uitgebreid door den in 1740 benoemden hoogleeraar in de natuurkunde Petrus van Musschenbroek (1692—1761). Het is voor het werk van deze beide mannen, dat ik uw aandacht vraag.

Om de verdiensten van 's Gravesande en Van Musschenbroek naar waarde te kunnen schatten, en, mogen wij er wel bijvoegen, ons tevens voor 18de eeuwsche overschatting te behoeden, dienen wij ons, zij het ook in het kort, rekenschap te geven van den stand der natuurkunde in het begin van de 18de eeuw. Het groote tijdvak, gekarakteriseerd door een Huygens, een Newton en een Leibniz om geen minderen te noemen, was ten einde. De uitvindingen, ontdekkingen en theorieën van deze drie groote lichten waren toentertijd modern maar daarom nog geenszins wetenschappelijk gemeengoed geworden. Huygens was in 1695, Leibniz in 1716 gestorven, alleen Newton leefde nog bij 's Gravesandes optreden, om in 1726, hoogbejaard, het tijdelijke met het eeuwige te verwisselen. Hun werk beheerschte het natuurkundig denken en zou het nog lang beheerschen. Hun geschriften, vooral Newton's onsterfelijk werk „Philosophiae naturalis principia mathematica", waarvan de eerste uitgave in 1686 verschenen was, werden gelezen en bestudeerd, bij de besten beheerschten zij het natuurkundig denken, maar door velen werden zij meer bewonderd dan ten volle begrepen en naar waarde geschat. Zooals zoo dikwijls in dergelijke tijdperken stonden er nu enkele mannen op, die wèl in den gedachtengang der groote meesters waren doorgedrongen en die zich thans tot taak stelden de nieuwe denkbeelden door hun onderwijs te verbreiden en zooveel mogelijk erop voort te bouwen. Het is één van de verdiensten van 's Gravesande, en waarlijk geen geringe verdienste, dat hij een der eersten is geweest die de denkbeelden van Newton, de „Philosophia Newtoniana" in zich heeft opgenomen en in woord en geschrift heeft helpen verbreiden.

's Gravesande had te Leiden in de rechten gestudeerd en

Digitized by Google

daarnaast ook de wiskunde beoefend. In 1713 vestigde hij zich als advocaat in den Haag; in 1715 vertrok hij als gezantschapssecretaris naar Engeland en leerde bij die gelegenheid Newton kennen, wiens persoonlijkheid wel een grooten indruk op den jeugdigen advocaat-mathematicus zal gemaakt hebben. Newton zelf was hoogelijk met 's Gravesande ingenomen en aan deze omstandigheid heeft 's Gravesande het te danken gehad, dat hij reeds in 1717 tot het hoogleeraarsambt te Leiden geroepen werd. Wat zijn opvattingen over natuurkundige strijdvragen uit die dagen betreft was 's Gravesande in sommige opzichten een kind van zijn tijd, in andere was hij zijn tijd ongetwijfeld vooruit. Aan den eenen kant weigerde hij de stelling van Leibniz over het behoud van het arbeidsvermogen te aanvaarden en achtte hij het bestaan van een perpetuum mobile mogelijk. Aan den anderen kant schaarde hij zich in den strijd of de „kracht" van een bewegend lichaam evenredig was aan de snelheid, zooals Cartesius volhield, dan wel aan het quadraat van de snelheid zooals Leibniz leerde, aan de zijde van den laatsten, nadat hij zich door eigen proeven van de juistheid van Leibniz' opvattingen had overtuigd.

Den grootsten roem heeft 's Gravesande zich verzekerd door vrijwel als eerste in de natuurkunde — men zou Galileo Galilei als voorlooper kunnen noemen — de meening te verdedigen en in woord en geschrift te verbreiden, dat de natuurkunde, om verder te komen, in de eerste en voornaamste plaats de proefneming als grondslag noodig had. Eerst door nauwgezette en oordeelkundige proeven kan de vruchtbare samenwerking tusschen het experiment en de door 's Gravesande op volle waarde geschatte wiskundige berekening verkregen worden, die ons den vooruitgang der wetenschap zal verzekeren. Deze opvatting, zich kantend tegen het voortbouwen op metaphysische hypothesen in de natuurkunde en *niet* tegen algemeen wijsgeerige beschouwingen over de natuurkunde en de beoefening daarvan, was in 's Gravesande's tijd nieuw en baanbrekend. Met gloed en overtuiging is zij door 's Gravesande en niet minder door zijn tijdgenooten Hermannus Boerhaave (op het gebied der botanie, chemie en der geneeskundige wetenschappen) en Petrus van Musschenbroek (over wien wij straks nog uitvoerig zullen spreken) verkondigd en verdedigd. Een grooten en heilzamen invloed hebben zij hiermede op de ontwikkeling van de natuurwetenschappen hunner dagen uigeoefend, vooral in Frankrijk. Mannen als Du Fay,

Digitized by Google

de abbé Nollet, Deslandes en anderen volgden in hun voetsporen. De werken der Hollanders werden in verscheidene talen vertaald en Pierre Brunet aarzelt niet in een voortreffelijke en uitvoerige studie over dit tijdvak 's Gravesande, Boerhaave en Petrus van Musschenbroek als de „trois grands maîtres hollandais" te betitelen (2).

Wij spraken van de geschriften van 's Gravesande. Een van zijn bekendste en mooiste werken is wel geweest zijn nog steeds beroemd handboek „Physices elementa mathematica experimentis confirmata", waarvan de 1ste druk reeds in 1720 verscheen (de 2de in 1725, de 3de in 1742). Dit boek, naar ik meen het eerste handboek, dat de geheele toenmalige natuurkunde behandelt, geeft ons een voortreffelijken blik op den stand der natuurkunde in het begin der 18de eeuw, zooals 's Gravesande die zag. Hoewel geheel doortrokken van den geest van Newton is er van een slaafsch navolgen van den grooten meester geen sprake. Veeleer was het den schrijver er om te doen, de phaenomenologische denkwijze van Newton op het geheele gebied der natuurkunde toe te passen. Ook voor 's Gravesande geldt het beroemde woord: „hypotheses non fingo" en hij is in deze opvatting soms „plus royaliste que le roi". Verdedigde Newton zelf zijn emmissietheorie tegen de undulatietheorie van Huygens, 's Gravesande kiest in dezen geen partij en laat het vraagstuk eenvoudigweg onbesproken. Hij handelt uitvoerig over het licht. beschrijft tallooze optische proeven, doch laat zich met geen enkel woord er over uit, welke voorstelling hij zich van den aard van het licht maakt.

Was dit boek in dit opzicht nieuw en oorspronkelijk, niet minder beroemd werd het al spoedig door de beschrijving der tallooze proeven, meest demonstratieproeven, die men er in vond en door de vele fraaie kopergravures met de afbeeldingen van instrumenten, waarmede het door den schrijver, daarin bijgestaan door zijn voortreffelijken uitgever en drukker Samuel Luchtmans, versierd was. Ook op paedagogisch gebied huldigde 's Gravesande op consequente wijze zijn opvattingen, waarvan hierboven sprake is geweest. Hij was namelijk reeds bij den aanvang van zijn werkzaamheid te Leiden begonnen een proefondervindelijk college in te richten; wel vertoonden De Volder en Senguerdius zoo nu en dan een proef met hun luchtpomp, maar regel was dit niet; 's Gravesande echter heeft het eerste beseft, dat een college in de toen modern-proefondervindelijke natuurkunde alleen dan goede

Digitized by Google

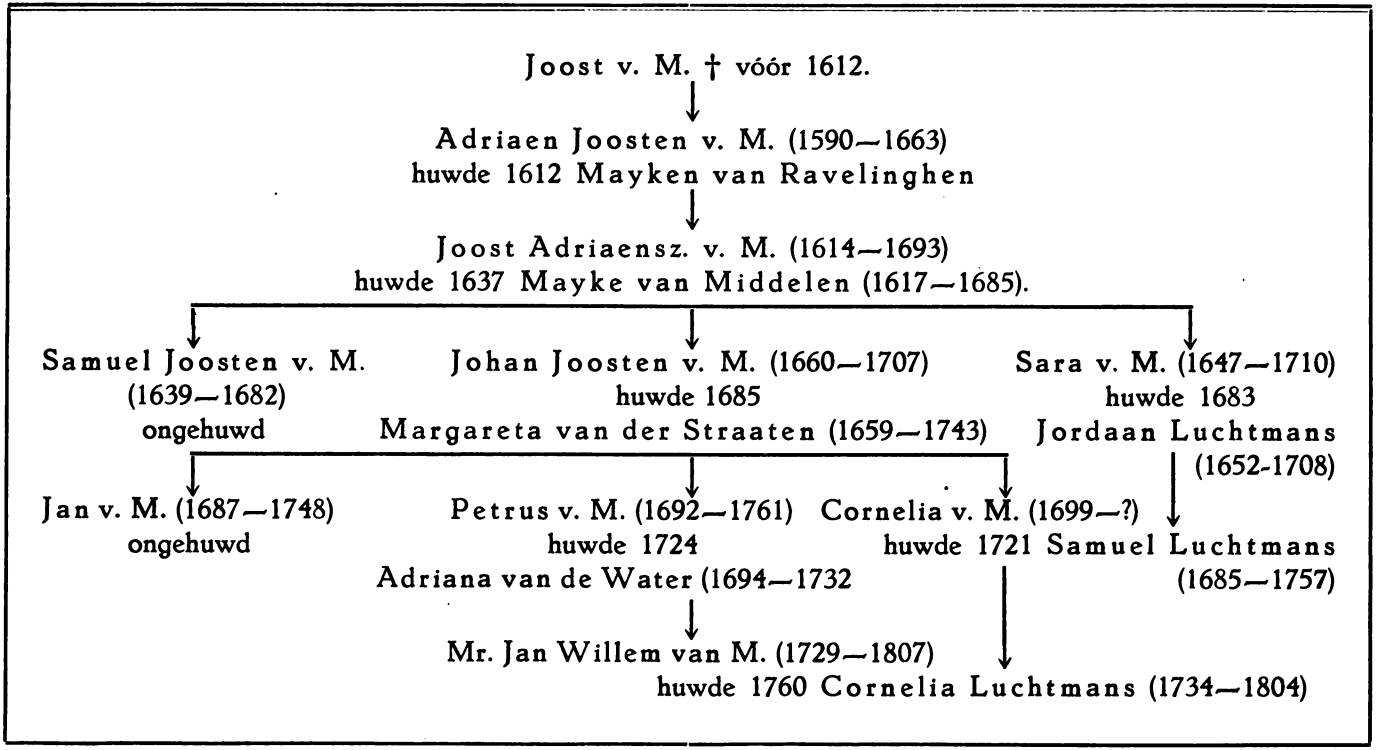
vruchten kan dragen, wanneer men den toehoorders de behandelde stof in den vorm van demonstratieproeven voor oogen voert; anders gezegd, wanneer men bewijst, wat men beweert. Niemand ter wereld had echter ooit een volledig proefondervindelijk college gegeven en demonstratie-instrumenten bestonden dan ook niet. Dus ondernam 's Gravesande het om, in samenwerking met zijn intiemen vriend, den instrumentmaker en natuurkundige Jan van Musschenbroek (1687—1784), een volledige verzameling instrumenten voor de demonstratie der verschijnselen uit de geheele toenmalige natuurkunde en tevens ook voor zijne eigen onderzoekingen te ontwerpen en door Jan van Musschenbroek te doen vervaardigen.

Deze Jan van Musschenbroek stamde uit het oude geslacht der Musschenbroeks, oorspronkelijk uit Vlaanderen afkomstig en sinds den aanvang der 17de eeuw in Leiden gevestigd. Aangezien wij nu met verscheidene leden van deze familie zullen kennis maken (met zijn jongeren broeder Petrus hebben wij reeds kennis gemaakt) geef ik hieronder een uittreksel uit de geslachtstabel, waarin echter alleen die leden zijn opgenomen, die ons in verband met ons onderwerp belang inboezemen.

Bij deze familie Van Musschenbroek schijnt de liefde voor en de kunst van het metaalbewerken in het bloed gezeten te hebben en zich van vader op zoon te hebben overgeërfd. In een uitvoerig familieregister van de hand van Mr. Jan Willem v. M. (dat mij welwillend door den tegenwoordigen eigenaar, den heer G. van Musschenbroek te Bussum, een der vrij talrijke nog levende afstammelingen van Petrus v. M. ter inzage werd afgestaan) lezen wij b.v. omtrent Joost v. M.: „Hij heeft in Leijden sig begeeven aan het geelkoper gieten"; omtrent zijn zoon Adriaen Joosten v. M., dat hij „is geweest een geelkopergieter, maeker van kerk-kroonen, en allerlije kopere huijscieraeden, welcke daemaels in menigvuldig gebruijk waeren"; aangaande diens zoon Joost Adriaensz. v. M., dat hij was „een geelkopergieter, en ook IJker over Leijden en Rhijnlandt". Nu doet de vervaardiging van geneeskundige en natuurkundige instrumenten haar intrede in de familie, immers omtrent Samuel Joosten v. M. lezen wij: „Hij is geweest de eerste Philosophische Instrumentmaker in ons Nederlandt, uijtvinder van Luchtpompen, Microscopia, Telescopia, anatomische Injicieerspuijten, en veele andere instrumenten: een van sijne Luchtpompen is onder het opzigt van den Professor

Digitized by Google

GESLACHTSTABEL.



In deze geslachtstabel zijn ook opgenomen eenige leden van de familie Luchtmans, o.a. Jordaan en Samuel L., waarvan de laatste de uitgever en drukker der boeken van 's Gravesande en Petrus van M. was, om te doen zien, hoe de families Van Musschenbroek en Luchtmans aan elkaar verwant waren.

Digitized by Google

Bucherus de Volder Ao. 1675 gemaekt, en word tot nog toe in het Laboratorium Physicum der Academie te Leijden gebruijkt. Hij was een man uijtnemend verstand begaeft, en ervaren in vele kunsten"; aangaande Johan Joosten v. M., Samuels 21 jaar jongeren broeder, vernemen wij: „Deese.... is geweest de Tweede Philosophische Instrumentmaker in ons Nederlandt, sijnde van sijn Broeder Samuel van Musschenbroek in die kunst opgevoedt". Een hoogen dunk krijgen wij ook van Johan's zoon Jan, wanneer wij over hem vernemen: „Deese is geweest den opvolger in de kunsten en wetenschappen van zijn Vader, sijnde maar 19 jaeren oud doe hij stierf, hij is geweest een seer geleerd en wakker Mathematicus, geoefendt in alle deelen van de Philosophie, en ook in de Medicijne, hebbende hiervan de gronden gelegt onder de Heeren Professoren Bucherus de Volder, en Hermannus Boerhaven; hij was een intiem vriend van den Hr Professor Jac. Guill. 's Gravesande met wien hij heeft uijtgevonden alle de Phijsische Instrumenten in de Elementa Phijsices van 's Gravesande beschreven: hij heeft de Latijnsche Schoolen te Leijden gepasseert, en den 25sten 1701 georeert, verstaende behalve de Latijnsche tael, ook de Grieksche, Fransche, Engelsche en Hoogduijtsche taelen, is van verscheijde Koningen en Vorsten aangezogt om Professor Philosophiae et Matheseos op voornaeme Academien te worden, maer tevreden met den overvloedigen zeegen des Heeren, is te Leijden gebleven, dog is met sijn dood de kunst van Philosophische Instrumenten te maeken, in de familie geëijndigt: hij heeft geschreeven één mooije beschrijvinge der Lugtpompen, derwelcke in 4o in 't Hollandsch en Fransch gedrukt is".

Bij een familie, waar het kunstig metaalbewerken zoo tot traditie was geworden als bij de Musschenbroeks, en die bovendien in een stad als Leiden woonde, baart het geen verwondering, wanneer wij zien, dat in de laatste helft der 17de eeuw de beide broeders Samuel en Johan een werkplaats stichten en zich stelselmatig op het vervaardigen van wetenschappelijke instrumenten gaan toeleggen. „Luchtpompen, telescopia, microscopia" worden als physische instrumenten met name genoemd. Samuel, 21 jaren ouder dan zijn broeder Johan zal er omstreeks 1660 mede begonnen zijn; wij weten, dat hij voor Jan Swammerdam (1637—1680) gewerkt heeft en ook Boerhaave zal stellig wel instrumenten van Samuel gebruikt hebben. Hij moet hem goed gekend hebben, getuige zijn voorrede tot Swammerdam's

Digitized by Google

„Biblia naturae sive Historia Insectorum", waarin hij Samuel als „de grootste en schranderste werkbaas" betitelt. Maar van al deze instrumenten is, voorzoover mij bekend is, niets bewaard gebleven (3). Wel is tot ons gekomen een buitengewoon fraaie luchtpomp, in 1675 vervaardigd in opdracht van De Volder, die thans een der sieraden vormt van de historische verzameling van natuurkundige instrumenten in het Natuurkundig Laboratorium te Leiden. Deze pomp, een waar prachtstuk van 17de eeuwsche instrumentmakerskunst, is voluit gesigneerd en gedateerd, en bovendien voorzien van Samuel's (en later Johan's) werkplaatsmerk: een lampje en de twee gekruiste sleutels uit het Leidsche stadswapen. Dit lampje moet ontleend zijn aan een gevelsteen van het later door Johan bewoonde huis op het Rapenburg, bij Begijnhofspoort (waarvan het familieregister melding maakt); een afbeelding van het lampje komt voor op een bijzonder mooi en karakteristiek portretje van Samuel door Pieter van Slingelandt van 1674 (4).

Samuel heeft zijn 21 jaar jongeren broer Johan in de instrumentmakerskunst opgeleid en van hem zijn een aantal instrumenten tot ons gekomen, in de eerste plaats luchtpompen en wel die volgens het handige kleine model van Senguerdius, met scheef liggenden cylinder en eveneens als die van Samuel voorzien van tandrad en heugel (5). Ook kleine, enkelvoudige microscoopjes van zijn hand komen, hoewel vrij zeldzaam, in verschillende verzamelingen voor; de Leidsche verzameling bezit er een vijftal, van 3 verschillende modellen (6). Zij moeten omstreeks 1700 voor het eerst gemaakt zijn en wellicht heeft Boerhaave het model ervan aangegeven, maar zekerheid hieromtrent bestaat niet. Wel meen ik te mogen aannemen, dat Johan voor zijn beroemden tijdgenoot Antony van Leeuwenhoek heeft gewerkt. Immers de Leidsche verzameling is in het unieke bezit van een microscoopje met 5 lensjes, eigenhandig door Leeuwenhoek gemaakt, en wel van het model om den bloedsomloop in de staart of vinnen van een levend vischje te bestudeeren (7) en tevens van een copie daarvan, gemerkt met het lampje en de gekruiste sleutels en dus van de hand van Johan. Aangezien het microscoopje van Leeuwenhoek stellig niet vóór 1872 in de Leidsche verzameling is aangeland, komt het mij uiterst waarschijnlijk voor, dat het tweede genoemde microscoopje op Leeuwenhoek's persoonlijk verzoek door Johan gecopieerd is.

Digitized by Google

Ook voor Huygens hebben de Musschenbroeks gewerkt, Samuel of Johan, misschien ook beiden. Op twee plaatsen in brieven, van 1678 en van 1683, aan zijn broeder Constantijn vermeldt Huygens den naam van „Musschenbroek" in verband met de vervaardiging van lenzen voor een microscoop en een verrekijker (8). Naar alle waarschijnlijkheid is hier Samuel bedoeld, in den brief van 1683 wellicht Johan. In ieder geval blijkt er duidelijk uit, dat de beide broeders niet alleen uitstekende metaalbewerkers, maar ook bekwame lenzenslijpers geweest moeten zijn en dat zij de lenzen voor hun „microscopia" zelf slepen.

Voor de vervaardiging van zijn luchtpomp volgens Boyle's model heeft Huygens zich blijkbaar nog niet de hulp der Musschenbroeks kunnen verzekeren. Bij zijne klacht in een brief van 1661 over de ondeugdelijke buis, die een Haagsch koperslager hem had geleverd, wordt althans de naam Musschenbroek niet genoemd (9). Te verwonderen is dit overigens niet, want in 1661 was Samuel pas 22 jaar, hij was toen dus in het begin van zijn loopbaan en had zich waarschijnlijk nog niet op het vervaardigen van luchtpompen toegelegd.

Johan van Musschenbroek's zoon Jan ten slotte, de jongste en ook de laatste der instrumentmakers uit dit merkwaardige geslacht, is door zijn vader in de kunst onderwezen, maar aangezien hij eerst 20 jaar oud was toen hij zijn vader verloor, moet hij ook een groot deel van zijn kunstvaardigheid aan zichzelf te danken hebben gehad. Ten einde ons een beeld te vormen van zijn gaven en persoonlijkheid, herinneren wij ons, dat hij beschreven wordt als een „geleerd en wakker mathematicus", dat hij de klassieke en moderne talen machtig was, dat hij herhaaldelijk aangezocht is om „professor philosophiae et matheseos" te worden en dat hij de intieme vriend was van 's Gravesande; beschouwen wij dan nog de voortreffelijke en fraai bewerkte instrumenten, door 's Gravesande in samenwerking met hem ontworpen en door Jan zelf vervaardigd, dan komen wij wel tot de overtuiging, dat wij met een buitengewoon man te doen hebben. Zonder twijfel moeten wij in hem zien de groote pionier der natuurkundige instrumentmakerskunst. Mochten zijn oom en zijn vader zich ook al naam gemaakt hebben door de vervaardiging van enkele natuurkundige instrumenten, zooals de luchtpomp, van de hand van Jan van Musschenbroek is afkomstig de eerste volledige verzameling demonstratie- en onderzoekingsinstrumenten, die ooit bestaan heeft. Wij merkten reeds op,

Digitized by Google

dat deze instrumenten 's Gravesande moesten dienen om proeven te nemen en tevens om zijn college door proeven op te helderen; zij waren diens persoonlijk eigendom en wij mogen ons gelukkig prijzen, dat deze instrumenten in 1743, een jaar na 's Gravesande's dood, op voorstel van curatoren voor het academisch onderwijs zijn aangekocht; het grootste deel van deze verzameling bevindt zich nog heden ten dage in de Leidsche collectie en vormt ongetwijfeld de kern en het belangrijkste deel ervan.

Hoe nauwkeuriger men deze instrumenten beschouwt, des te meer stijgt onze bewondering voor de vindingrijkheid en scherpzinnigheid der beide ontwerpers en voor de kunstvaardigheid van den maker. Metaalwerk zoowel als houtwerk (met minder dan massief mahoniehout deed men het in die dagen niet!), alles is even nauwkeurig en liefdevol afgewerkt. Wij hebben het recht om met groote waarschijnlijkheid te onderstellen, dat vrijwel alles door Jan eigenhandig is vervaardigd; van de moeilijke stukken zooals de dubbele luchtpomp van 1722, is dit natuurlijk zeker, maar ook bij de andere instrumenten zal hem op zijn hoogst een leerjongen of knecht bij het ruwe werk geholpen hebben. Wij stellen ons Jan ook als een zeer bescheiden man voor. Niet alleen heeft hij de publicatie, met uitzondering van zijn beschrijving der twee modellen van luchtpompen, geheel aan 's Gravesande overgelaten, maar ook zijn zijne instrumenten geen van alle gesigneerd of gedateerd (met uitzondering van de genoemde dubbele luchtpomp): het werkplaatsmerk van zijn oom en van zijn vader komt op Jan's instrumenten nergens voor. Zijne voortreffelijke bekwaamheden hebben gemaakt (en zijn bescheidenheid heeft het niet kunnen verhinderen!), dat zijn werkplaats tot ver over de grenzen van ons land beroemd was. Graaf Karel van Hessen bestelde er voor zijn particulier kabinet een aantal instrumenten, duplicaten van de oorspronkelijke Leidsche, die nog in het Museum te Cassel bewaard worden; en uit verschillende reisbeschrijvingen uit de eerste helft der 18de eeuw kan men zien, dat de werkplaats geregeld door buitenlandsche geleerden bezocht werd en tot de bezienswaardigheden van Leiden behoorde (10), (11).

Wij willen thans echter tot de natuurkunde terugkeeren en zien, hoe het werk van 's Gravesande op waardige wijze werd voortgezet door Jan's jongeren broeder Petrus van Musschenbroek, die, na te Duisburg en Utrecht hoogleeraar te zijn geweest, in 1740 tot hoogleeraar in de natuurkunde te Leiden benoemd werd.

Digitized by Google

Als natuurkundige was hij een heel ander man dan 's Gravesande. Wel vereerde hij Newton als den grootsten natuurkundige zijner eeuw en was ook hij volkomen met zijn denkbeelden vertrouwd, maar toch was hij veel minder van Newton's geest doortrokken dan 's Gravesande. Petrus was voor zijn tijd moderner, minder streng phaenomenologisch, wellicht iets meer phantastisch. Hij heeft blijkbaar geen bezwaar tegen de atomistiek van die dagen; hij spreekt over de deeltjes, waaruit water of lucht bestaat, vertelt ons, dat zij rond zijn en zóó klein, dat men ze zelfs met de beste microscopen niet kan zien. Met 's Gravesande deelt hij de vaste overtuiging, dat men in de natuurkunde niets mag aannemen, dat niet door nauwgezette proeven of door strenge wiskundige redeneering is vastgesteld. Wellicht in diepte van geest bij 's Gravesande achterstaand is hij een buitengewoon handig experimentator en constructeur van toestellen, waaronder de bekende pyrometer zijn naam is blijven dragen en de Leidsche flesch, door hem met zijn leerling Cunaeus uitgevonden wereldberoemd is geworden.

Zijn werken, hoewel voortreffelijk in hun soort, zijn niet van zoo groote beteekenis geweest als b.v. 's Gravesande's Elementa. Het bekendste en in zijn tijd van populariseering der wetenschap het meest gelezen boek van zijn hand is wel de *„Beginselen der Natuurkunde beschreven ten dienste der landgenooten"*, het eerste Hollandsche leerboek der Natuurkunde.

Wat nu de constructie van nieuwe instrumenten betreft het baanbrekende werk was in dat opzicht door 's Gravesande reeds gedaan. Maar toch vinden wij in Petrus van Musschenbroek's boeken vooral in zijn *„Introductio ad philosphiam naturalem"* nog een vrij groot aantal beschrijvingen en afbeeldingen van nieuwe instrumenten en werktuigen, vooral op het gebied der toegepaste mechanica, die bij 's Gravesande niet voorkomen. Ook Petrus bezat in persoonlijk eigendom een groote verzameling instrumenten, die echter niet, zooals die van 's Gravesande, na zijn dood voor het akademische onderwijs is aangekocht, maar die, jammer genoeg, publiek geveild is (12). Toch zijn er waarschijnlijk door aankoop van geveilde voorwerpen, nog heel wat instrumenten uit Petrus' verzameling in de Leidsche collectie terecht gekomen. Terwijl wij van 's Gravesande's instrumenten zeker weten, dat zij alle door Jan van Musschenbroek vervaardigd zijn, is het in vele gevallen niet meer uit te maken,

Digitized by Google

wie de maker van Petrus' instrumenten is geweest. Petrus werd in 1740 professor te Leiden en stierf in 1761, Jan stierf in 1748. De verstandhouding tusschen de beide broeders moet uitstekend geweest zijn, zooals blijkt uit hun jarenlange drukke en hartelijke briefwisseling (zeer vele brieven zijn nog in het bezit der familie) uit den tijd, voordat Petrus te Leiden woonde. Gedurende het tijdvak 1740—1748 zal Jan dus stellig voor Petrus instrumenten vervaardigd hebben, maar nà 1748 heeft de laatste door anderen laten werken, o.a. door den bekenden Leidschen instrumentmaker Jan Paauw (13), van wiens hand het oorspronkelijke model van den pyrometer is. De Leidsche verzameling bezit thans ongeveer 25 instrumenten, waarvan wij met zekerheid kunnen zeggen, dat zij uit de verzameling van Petrus van Musschenbroek afkomstig zijn, om niet te spreken van de vele andere waarvan wij het kunnen vermoeden.

Moge het tijdperk, waarover wij gesproken hebben en dat door de namen 's Gravesande en Van Musschenbroek gekenschetst wordt, ons al geen groote en fundamenteele uitvindingen en ontdekkingen gebracht hebben en moge dit tijdvak voor de ontwikkeling der natuurkunde dan ook niet op één lijn te stellen zijn met de eeuw van Huygens, Newton en Leibniz, toch kan men in dit tijdvak spreken van grooten bloei der natuurkunde en der instrumentmakerskunst aan de Leidsche Akademie. Door de verbreiding van en het voortbouwen op Newton's denkbeelden, door het schrijven van wetenschappelijke en populaire boeken en, last not least, door het stichten der natuurkundige instrumentmakerskunst hebben 's Gravesande en de Musschenbroeks zich verdiensten verworven, die hun voor altijd een plaats in de geschiedenis der natuurkunde hebben verzekerd en waarop Nederland trotsch mag zijn.

LITTERATUUR.

[1] J. P. Kuenen, Het aandeel van Nederland in de ontwikkeling der Natuurkunde gedurende de laatste 150 jaren. *(Gedenkboek van het Bataafsch Genootschap der proefondervindelijke wijsbegeerte te Rotterdam,* 1767—1919).

[2] J. A. Vollgraff, Leidsche hoogleeraren in de Natuurkunde in de 16de, 17de en 18de eeuw. *Jaarboek der Vereeniging „Oud Leiden"* 1913, (In dit artikel zijn de portretten Jacchaeus en Snellius verwisseld d.w.z. het portret waaronder „G. Jacchaeus" staat, stelt in werkelijkheid Snellius voor en omgekeerd).

Digitized by Google

[3] C. A. Crommelin, *Instrumentmakerskunst en proefondervindelijke Natuurkunde*. Rede uitgesproken bij de aanvaarding van het lectoraat in de Natuurkunde aan de Rijks-Universiteit te Leiden den 12den Mei 1925. Leiden E. IJdo, 1925.

[4] C. A. Crommelin, *Beschrijvende Catalogus der historische verzameling van natuurkundige instrumenten in het Natuurkundig Laboratorium der Rijks-Universiteit te Leiden*. Leiden, E. IJdo, 1926.

[5] M. Siegenbeek, *Geschiedenis der Leidsche Hoogeschool*, 2 deelen, Leiden 1829 en 1832.

[6] Pierre Brunet, *Les physiciens hollandais et la méthode expérimentale en France au XVIIIe siècle*, Paris 1926.

Voor meer uitvoerige bijzonderheden aangaande de geschiedenis van het natuurkundig onderwijs aan de Leidsche Akademie gedurende de 16de en 17de eeuw, die in het voorafgaande slechts zeer terloops is behandeld, zie men vooral [2] en [5]. In [1], dat eigenlijk pas met 1769 begint, vindt men als inleiding een kort maar uitstekend overzicht over de eerste helft der 18de eeuw. In alle 6 geschriften komen uitvoerige litteratuuropgaven voor.

AANTEEKENINGEN.

(1) Wij bezitten een uitvoerige levensbeschrijving van 's Gravesande van de hand van Johannes Nicolaus Sebastianus Allamand (1713—1787, hoogleeraar te Leiden 1749—1787), opgenomen in diens in het Fransch geredigeerde uitgaaf van 's Gravesande's werken: Oeuvres philosophiques et mathématiques de Mr. G. J. 's Gravesande, rassemblées et publiées par Jean Nic. Seb. Allamand, qui y a ajouté l'Histoire de la Vie et des Ecrits de l'Auteur, Amsterdam 1774.

(2) Eenige treffende opmerkingen aangaande 's Gravesande's persoonlijkheid lezen wij in Albrecht Haller's „Tagebücher seiner Reisen nach Deutschland, Holland und England 1723—1727 (Ausgabe L. Hirzel, Leipzig 1883, p. 107): In Philosophicis ist: 1o 's Gravesande. Ein Haagscher Rechtsgelehrter, der durch Newton's Bekanntschaft seine Lehren so wohl begriffen, dasz er ihr ein vollkommen Gestelle davon Gemacht. Sein bestes sind die Experimente die er wegen seinen schönen Werkzeugen sehr just und sehr häuffig macht. Man kan alles in seiner neuen Auflage von der Physic sehen. Ist ein klein höflich Männgen, und der da alle andre Profeszoren sich bey Leibe mit keinem Purschen gemein machen, lebt er alleine vertraulich mit".
Portretten van 's Gravesande zijn gereproduceerd in [1] en [4].

(3) Noch van Swammerdam, noch van Boerhaave schijnt een enkel instrument bewaard te zijn gebleven. Mijne nasporingen dienaangaande (o.a. in het Akademisch Ziekenhuis te Leiden) hebben niets opgeleverd.

Digitized by Google

(4) Dit portretje is gereproduceerd en beschreven in [4], in den linkerbovenhoek ziet men duidelijk het lampje in steen gehouwen. Het familieboek van Mr. Jan v. M. vermeldt van Johan: „hij heeft zeedert Ao 1694 gewoont in sijn eigen huys te Leijden op 't Rapenburg drie deuren van de Begijnhofs-Poort, hebbende de oostersche Lamp boven aen sijn geevel".

Samuel stierf echter in 1682 en woonde „op de Langebrug bij de Wolsteeg". Het is evenwel mogelijk, dat het bedoelde huis op het Rapenburg eigendom was van de familie Luchtmans, die veel huizen te Leiden bezat (o.a. op het Rapenburg) en aan de familie Van Musschenbroek geparenteerd was.

(5) Exemplaren van dit model luchtpomp met scheeven cylinder komen nog hier en daar in verzamelingen voor; de Leidsche verzameling heeft kort geleden dank zij de welwillende medewerking van Prof. Dr. R. Sissingh een exemplaar in bruikleen ontvangen van het Natuurkundig Laboratorium te Amsterdam. Deze pomp is gemerkt met het lampje en dus zonder twijfel door Johan van M. vervaardigd.

Een afbeelding van dit model pomp, doch met liggenden cylinder, komt voor op een geschilderd portret van Johan v. M., in het bezit van Mevrouw Bienfait-Wolterbeek te Amsterdam. Dit schilderij is vermoedelijk een (hoogst middelmatige) 18de eeuwsche copie naar een origineel vae Pieter van Slingelandt, dat verdwenen schijnt te zijn. Een steendruk naar dit schilderij van de firma Trap te Leiden uit het midden der vorige eeuw vertoont eveneens een afbeelding van de bedoelde luchtpomp.

Op het dubbelportret der broeders Jan en Petrus v. M. van H. van der Mij (zie productie en beschrijving in [3]), in het bezit van den heer Ir. I. R. van Musschenbroek te 's Gravenhage ziet men den scheeven luchtpomp op een tafel staan. Aangezien Jan echter in zijn verhandeling over de luchtpomp er met geen woord over rept, kunnen wij wel aannemen, dat hij er zelf nooit een gemaakt heeft en dat dit model dus uitsluitend vervaardigd is door zijn vader Johan; zijn zoon zal hem daarbij wel geholpen hebben. Wel is het nog tijdens Johan's leven, omstreeks 1707, door den Leipziger instrumentmaker Jacob Leutpold vrijwel slaafs gecopieerd en in zijn „Antlia pneumatica illustrata (Leipzig 1707) afgebeeld en beschreven.

(6) Zie Zahn, Oculus artificialis, 1ste druk Herbipoli 1685, 2de druk Neurenberg 1702. In den 1sten druk komen deze microscoopjes nog niet voor, in den 2den druk echter worden zij in een appendix uitvoerig beschreven en afgebeeld, zij waren dus in 1702 iets nieuws, afkomstig uit de jaren tusschen 1685 en 1702. Hieruit kunnen wij besluiten, dat deze modellen van Johan afkomstig zijn en niet van Jan. Ook de merken, het lampje en de gekruiste sleutels, die op geen der instrumenten van Jan voorkomen en die wel uitsluitend door Johan en Samuel zullen gebruikt zijn, wijzen hierop.

(7) Voor uitvoerige bijzonderheden omtrent dit hoogst merkwaardige exemplaar zie men [4] p. 12, 199.

(8) Brief van Christiaan Huygens aan zijn broeder Constantijn, Den Haag 26 Maart 1678 (Oeuvres complètes VIII p. 64, No. 2119): „La maladie de Musschenbroek est cause que je n'ay pu achever plustost, encore n'ay je pu avoir ce verre objectif de la mesure que je le voulois....."

Digitized by Google

„Musschenbroek me doit envoier de ses microscopes qui n'ont qu'une petite boule de verre, la quelle sorte, tout bien consideré, je crois estre la meilleure et qui fait de plus d'effect....."

De commentator van dezen brief in de boven geciteerde uitgave meent, dat hier Joost Adriaensz. van M. bedoeld is. Mij komt dit weinig waarschijnlijk voor en ik zou in dezen Musschenbroek eerder Samuel willen zien. Van dezen toch weten wij dat hij microscopen gemaakt heeft, terwijl van Joost Adriaensz. niets van dien aard bekend is.

Brief van Christiaan Huygens aan zijn broeder Constantijn, Den Haag 27 April 1683 (Oeuvres complètes, VIII p. 422, No. 3201), waarin gesproken wordt van „un morceau impoli de glace de Venise que Musschenbroek m'a envoiè, mais qui est un peu trop petit pour en couper un objectif de 36 pieds".

Misschien is hier ook Samuel bedoeld; deze was wel is waar in 1682 gestorven, maar Huygens spreekt van „a envoiè". Waarschijnlijker lijkt het mij echter dat hier Johan bedoeld is; van hem toch is bekend, dat hij een grooten naam had als vervaardiger van microscopen.

(9) Brief van Christiaan Huygens aan zijn broeder Lodewijk, den Haag, 23 Nov. 1661 (Oeuvres complètes III, p. 389, No. 920). „La pompe pour le vuide ne va pas encore, mais je croy que demain elle sera en estat, apres beaucoup de difficultez surpassees: car ce premier tuyau ne valait rien, et il a fallu en faire jetter un de cuivre massif".

(10) Antoine la Barre Beaumarchais (litterator, geb. te Cambrai ± 1700, overleden ± 1757, kanunnik van St. Victor).

Le Hollandais ou lettres sur la Hollande ancienne et moderne, Francfort 1738, p. 194, lettre 31:

La bibliotèque de l'Academie est remarquable par..... les deux Globes, que mons. Musschenbroek a faits sons la direction de Mr. 's Gravesande....."

Albrecht Haller's Tagebücher seiner Reisen nach Deutschland, Holland und England (1723—1727), Ausgabe L. Hirzel, Leipzig 1883,

p. 61 (Utrecht) „Zu den Utrechtschen Gelehrten gehört Musschenbroek, Prof. Phys. Bruder des berühmten Künstlers in Leyden",

p. 112 (Leiden) Unter den Leydener Merkwürdigkeiten ist sonderlich nicht zu vergessen der bekandte Musschenbroeck, ein klein Männgen, der die Kunst, mathematische Werkzeuge zu machen, in Vollkommenheit besitzt und zu Hrn. 's Gravesande Erfahrungen alle macht. Ist aber zimlich theur. Man kann seine Kunstkammer besehn....."

Zacharias Conrad von Uffenbach. Merkwürdige Reisen durch Niedersachsen, Holland und Engelland, Ulm. 1754, III pag. 430. Zie [3] p. 14 en 15. Enz. enz.

Wij bezitten ook een prijslijst van de instrumenten, die door Jan v. M. vervaardigd werden. Deze is afgedrukt als aanhangsel aan het werk van zijn broeder: P. van Musschenbroek. Beginselen der Natuurkunde, beschreven ten dienste der landgenooten, Leiden 1736. Uit de vermelde prijzen der instrumenten zien wij, dat Jan inderdaad „zimlich theuer" was.

Digitized by Google

(11) Het is van belang op te merken, dat men in verschillende collecties van oude instrumenten, b.v. in Teyler's Museum te Haarlem, in de collectie van het voormalige genootschap Felix Meritis te Amsterdam (thans voor een deel nog aanwezig in het Natuurkundig Laboratorium te Amsterdam), in die van het Bataafsch Genootschap voor proefondervindelijke wijsbegeerte te Rotterdam, in het Natuurkundig Laboratorium te Delft en elders instrumenten aantreft, die als twee druppels water gelijken op die uit de Leidsche verzameling 's Gravesande-Musschenbroek. Deze zijn echter van jonger datum, meestal uit de laatste helft der 18de eeuw afkomstig en wij meenen te mogen besluiten, dat de bedoelde instrumenten in opdracht van de toenmalige Akademies en geleerde genootschappen door verschillende instrumentmakers vervaardigd zijn naar de afbeeldingen in 's Gravesande's Elementa Physices, een boek, dat ook nog in de 2de helft der 18de eeuw, naast de meer moderne boeken van Petrus van Musschenbroek, als een der natuurkundige standaardwerken gold.

(12) Wij bezitten den catalogus van deze veiling; een exemplaar ervan bevindt zich in het Leidsche Gemeentearchief. Voor uitvoerige bijzonderheden zie men [4], p. 8 sqq.

(13) Deze Jan Paauw was in zijn tijd een beroemd instrumentmaker en moet veel, ook voor natuurkundigen buiten Leiden, gewerkt hebben. Instrumenten van zijn hand komen nog al veel voor. Zie verder [4] p. 47.

VERSLAGEN.

NATUUR- EN GENEESKUNDIG CONGRES, VERGADERING TER BESPREKING VAN HET NATUURKUNDE-ONDERWIJS, in samenwerking met een commissie uit de Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging op Woensdag 20 April, nam. 3 uur in het Koloniaal Instituut te Amsterdam.

De voorzitter, prof. Dr. A. D. Fokker, heet de aanwezigen welkom in het bijzonder de vier heeren Inspecteurs M. O. De inspecteur der Gymnasia is tot zijn leedwezen verhinderd. Dat er op initiatief der Nederl. Natuurkundige Vereeniging een studiecommissie in het leven is geroepen, is een gevolg van de onzekerheid, of ons natuurkundeonderwijs zich voldoende heeft aangepast aan de ontwikkeling der wetenschap. Het probleem van goed onderwijs aan gymnasia en H. B. S. hangt eenerzijds samen met de vraag, welk eerste begin op de lagere school wordt aangelegd, aan den anderen kant met de vraag, wat onze universiteiten voor de toekomstige leeraren doen.

Daar de Commissie zich echter moet beperken, zullen de besprekingen zich hedenmiddag bepalen tot hetgeen thans op de H. B. S. en de gymnasia kan worden tot stand gebracht, indien eenigszins mogelijk in den tijd, die thans op de programma's is uitgetrokken.

Spr. wijst er op, dat de Studiecommissie zich nog niet aan het eind van haar taak voelt. De inleidingen zijn geen definitieve documenten, waarin het oordeel der commissie is vastgelegd.

Digitized by Google

I.

Daarna geeft de voorzitter het woord aan den heer W. Reindersma voor het houden van een referaat over **het doel van het onderwijs in de natuurkunde.**

Spreker wijst erop, dat we van de natuurkundige wetenschap een karakteristiek moeten geven en ziet als taak van deze wetenschap de dingen en processen in de physische wereld waar te nemen, als feiten uit den grooten chaos van verschijnselen te isoleeren en de wetmatigheden op te sporen waardoor ze beheerscht worden. De wetten worden door metingen gevonden en kunnen door formules en vergelijkingen worden weergegeven.

Naast den inhoud der physica is ook de methode van veel belang. Spr. wijst op de experimenteele (inductieve) methode naast de deductieve methode, welke laatste alleen kan berusten op de grondslagen door de eerste gelegd; soms kan ze haar uitgangspunt vinden in de hypothese.

Bij ons onderwijs moeten we de leerlingen dus bekend maken met de feiten, waarbij de methode volgens welke deze gevonden zijn een belangrijke rol speelt. Wat de feiten betreft, wijst spr. erop, dat, al moeten we geen encyclopedische kennis bijbrengen, een zeker aantal feiten moet worden onderwezen.

Het stofprobleem wordt ook nog accuut door de geweldige ontwikkeling der natuurkunde. Al kan ons onderwijs deze ontwikkeling niet op den voet volgen, de afstand mag niet te groot worden.

Wat de methode betreft, wijst spr. erop, dat de natuurkunde die wij moeten onderwijzen, in de eerste plaats *experimenteele* wetenschap is, en als zoodanig, niet als wiskunde moet worden behandeld. De wijze waarop de leerling tot kennis komt, moet de wezenlijke kenmerken der natuurwetenschappelijke methode bevatten. In een korte historische beschouwing wijst spr. erop, dat de ontwikkeling van het natuurkundeonderwijs parrallel loopt met de ontwikkeling der natuurkundige wetenschap zelf. Steeds meer is het experiment in wetenschap en onderwijs naar voren getreden; desondanks ontbreekt er dikwijls aan de zelfwerkzaamheid van den leerling nog te veel. Spr. wijst er verder op, dat ook enkele problemen historisch moeten worden behandeld.

Om het verwijt te ontgaan, dat de school buiten het leven staat mogen ook de technische toepassingen niet buiten bespreking blijven.

Naast het inhoudsdoel heeft de natuurkunde vormende waarde. Het natuurkundeonderwijs kan opvoeden tot logisch denken,

Digitized by Google

tot scholing der opmerkingsgave, tot oefening in objectieve beschouwing der gegevens. Maar dan moet de leerling zelf denken, zelf waarnemen.

Spr. wijst er ten slotte op, dat het algemeene doel, dat we met ons onderwijs trachten te bereiken, op elke school bij het schooltype dient te worden aangepast.

Bij de discussie wijst de heer Pinkhof erop, dat de wetten der hydrodynamica en der physica van de atmosfeer niet vergeten mogen worden

De heer Reindersma wijst erop, daat ook hij de dingen van het dagelijksch leven genoemd heeft; hij waarschuwt echter voor een teveel in deze richting.

II.

De tweede spreker, dr. T. van Lohuizen, behandelt **het stofprobleem.**

De moderne ontwikkeling der natuurkunde en der techniek zijn oorzaak van veel der moeilijkheden van het stofprobleem. Het vragen van meer lesuren zou op den duur niet helpen. Ieder zal het er echter mee eens zijn, dat we ook van de moderne verschijnselen en theorieën iets moeten behandelen. Voor zoover we niet zouden willen, worden we door de leerlingen gedwongen. Wat moet er echter gebeuren, opdat we niet in de stof stikken? Beperking der tot nog toe behandelde leerstof is geboden, ook al hierom, dat het praktisch werken tijd gaat eischen.

Spr. wijst erop, dat Grimsehl wel eens voorgesteld heeft, enkele uitgekozen hoofdstukken grondig te behandelen; een volledig overzicht wordt daarbij minder noodig geacht; de toepassingen blijven op den achtergrond. Poske wil sommige hoofdstukken heuristisch behandelen, van de rest een vluggere behandeling geven. Beide methoden houden niet voldoende rekening met het inhoudsdoel. Karl Hahn heeft tot grondgedachte, dat de keuze der stof hoofdzakelijk dient te worden bepaald door het inhoudsdoel, terwijl in de behandelingswijze het formeele doel meer tot zijn recht moet komen. Het zal noodig zijn dat men gebieden, die in de tegenwoordige leerboeken uit elkaar staan, tot één deel samen neemt, om zoo bij elkaar te brengen, wat met het oog op het nagestreefde doel bij elkaar behoort. Spr. licht dit aan enkele voorbeelden toe.

Spr. vindt in de grondgedachte van Hahn, die een schema van het wereldbeeld geeft, waaraan de energetische voorstelling ten grondslag ligt en dat als doel kan worden nagestreefd, een

Digitized by Google

weg tot rationeele stofbeperking. Door centralisatie om bepaalde kernen kan stofbeperking worden verkregen. Men moet zorgen dat men om een skelet, dat den innerlijken samenhang der wetenschap doet uitkomen, de stof groepeert.

In de studiecommissie is in verband met het voorgaande de vraag onder de oogen gezien, in hoeverre het noodig of wenschelijk is, den leergang in twee concentrische trappen te verdeelen. Spr. meent, dat we de begrippen niet ineens in vollen omvang kunnen doen doorschouwen. De eerste trap dient daarom den leerling in kennis te brengen met de natuurkundige verschijnselen in de ons omringende natuur en in het dagelijksch leven, hem de voornaamste grondverschijnselen en de belangrijkste wetten te doen kennen. In dezen trap zal de inductieve methode sterk op den voorgrond dienen te komen De tweede trap stelt dan in staat, aan de rijpere jeugd een dieper gaande behandeling der stof te geven, waarbij het nu mogelijk wordt, de groote verbanden tusschen de verschillende gebieden te laten zien. De deductieve methode zal thans een grootere rol spelen.

Op het gymnasium zou de eerste trap in de 3e en 4e klasse de tweede trap in de 5de en 6de klasse voor de B's gevolgd kunnen worden. Voor de H. B. S. zou de eerste trap in de 3de klasse moeten vallen; als reeds in de 2de klasse zou kunnen worden begonnen, zou de eerste trap in de 2de en 3de, de tweede trap in de 4e en 5de klasse gegeven kunnen worden.

De heer Mogendorff is van meening, dat voor twee volledige concentrische leergangen geen tijd is; in het algemeen moet men ernaar streven, moeilijke onderwerpen naar achter te verschuiven.

De heer Bouwman had gaarne een concreet plan gehoord betreffende de dingen, die niet meer behandeld moeten worden.

De heer Schut werkt in twee concentrische leergangen aan het gymnasium. Is het gemeenschappelijk eindexamen een hinderpaal, dan moet dit maar veranderd.

Dr. van Lohuizen constateert resonantie in de vergadering, hij is van meening, dat men in de 3de en 4de klasse van het gymnasium zeer wel een overzicht kan geven. Spr. meent dat het eindexamen geen hinderpaal mag, maar ook niet behoeft te zijn voor de methode.

III

Thans krijgt de heer W. Reindersma het woord tot het houden van zijn referaat over het **practisch werken.**

Spr. wijst erop, dat de algemeene paedagogische eisch, die grootere zelfwerkzaamheid van de leerlingen vraagt, in de richting

Digitized by Google

van „practisch werken" dringt. Men kan den leerling niet op betere wijze inzicht geven in den weg, waarlangs natuurkundige kennis wordt verkregen, dan door zelf practisch te laten werken. Het waarnemingsvermogen en het logisch denken worden beter dan door het gewone onderwijs ontwikkeld.

Kerschensteiner eischt, dat aan den leerling een probleem zal worden voorgelegd, dat door hem zelfstandig moet worden opgelost. Volgens spr. moeten wij dit niet eischen, gesteld al, dat er dergelijke proeven te vinden waren. De leerling moet geoefend worden in het doen van eenvoudige waarnemingen en eenvoudige metingen; eerst daarna kan men hem zelfstandig eenvoudige problemen doen oplossen, welke phase echter waarschijnlijk aan de universiteit moet worden overgelaten. Merkwaardigerwijze zijn de uitkomsten van de leerlingen betrekkelijk zeer goed. Dat het practisch werken aanleiding zou geven tot gespeel of geknoei is geheel onjuist.

Overgaande tot de wijze, waarop het practisch werken moet worden ingevoerd, deelt spr. mede, dat hij tot de conclusie is gekomen dat de practische oefeningen in den gewonen gang der lessen moeten worden ingevoegd. Spr. wijst erop, dat men zeer geleidelijk het aantal practische oefeningen moet uitbreiden, daar er anders mislukkingen dreigen doordat de zaak den docent over het hoofd zou kunnen groeien. Alle leerlingen moeten dezelfde proeven doen. Spr. licht zijn beschouwingen toe aan het voorbeeld van een trillende veer.

Het vraagstuk van de beperking der leerstof wordt door het practisch werk dringender. Spr. meent echter, dat men bij het eindexamen rekening kan en moet houden met de practische oefeningen. Natuurlijk moet men niet het onderwijs oplossen in louter practische oefeningen, ook al hierom dat niet alle gebieden zich daartoe leenen (bijv. de statische electriciteit, waar de proeven grootendeels qualitatief zijn).

Het facultatieve practicum, hoe waardevol het ook is, is volgens spr. niet de definitieve phase van het practisch werken. Voor zoover bijzonder begaafde leerlingen hierbij eenvoudige problemen oplossen, is het misschien op zijn plaats, maar daar neemt het dan de taak van het universitair onderwijs over. De leerling moet zoo nauwkeurig werken als met zijn eenvoudig instrumentarium mogelijk is.

Tot een dwingend voorschrijven zou de commissie niet willen

Digitized by Google

overgaan, maar wel moeten er maatregelen worden getroffen, die het mogelijk maken, dat op het eindexamen ermee rekening wordt gehouden, dat een gedeelte van de tijd aan practisch werken wordt besteed.

Op een vraag van de commissie, waar practische oefeningen reeds worden gehouden, kwamen van tien scholen antwoorden binnen. Spr. deelt daarvan bijzonderheden mede en wijst erop, dat het voor de hand ligt en noodzakelijk is, gebruik te maken van de ervaringen, door anderen in deze opgedaan.

De heer Dijksterhuis uit de vrees, dat het mathematisch element te veel in het gedrang zal komen.

De heer Minnaert wil laboratorium en leslokaal geheel doen samenvallen.

Prof. Burgers vraagt of het niet wenschelijk is, ook kwalitatieve proeven door de leerlingen te laten verrichten.

Prof. Langelaan vindt, dat het practisch werken geheel in het centrum moet staan.

Antwoordend meent de heer Reindersma dat de kwalitatieve proeven te gemakkelijk zijn. Trouwens er is niet zoo'n groot verschil of de leerling deze proeven zelf doet, dan wel, dat hij ze ziet nemen door den leeraar. Tegen het doen samenvallen van laboratorium en leslokaal bestaan practische bezwaren. De wiskunde mag zeker niet verwaarloosd worden, zij moet echter het karakter van hulpwetenschap blijven dragen. Het oplossen van het onderwijs in een stelsel van practische oefeningen acht spr. niet gewenscht.

IV

Thans krijgt Prof. Fokker het woord voor zijn referaat: **„Hoe zou men het natuurkundeonderwijs kunnen moderniseeren?".**

Spr. werpt de vraag op, aan den eenen kant, hoe men ervoor kan zorgen dat namen als Einstein, Rutherford, Bohr, behalve klank ook inhoud krijgen, en aan den anderen kant, hoe men de stof zoodanig kan kiezen, dat begrip voor de moderne ontdekkingen is voorbereid? Met het oog op de moderne atoomtheorie zou men uitbreiding kunnen geven aan de behandeling der boventonen. Een ander voorbeeld is Einstein's gravitatietheorie. Het essentieele der theorie kan men te verstaan geven bij de grondslagen der dynamica. Men zal dit experimenteel moeten doen. Voorts leidt de relativiteitstheorie ertoe, dat naast het begrip energie ook het begrip der hoeveelheid van beweging wat meer moet worden ontwikkeld en gebruikt.

In dit verband zegt spr. enkele dingen over de stelling der commissie die in het mechanicaonderwijs proefondervindelijke

Digitized by Google

demonstratie verlangt. Reeds Maxwell nam het op tal van plaatsen op voor het dynamische merg en been tegen de louter abstracte manipulatie van mathematische symbolen. Wij hebben in ons heele natuurkundeonderwijs de dynamische denkbeelden broodnoodig; de mechanicales brengt ze echter niet, omdat zij te laat begint en omdat zij niet experimenteert. In de mechanicales schijnen soms de bewegende lichamen en de werktuigen geweerd. Wat Delft betreft, een geaxiomatiseerde theoretische mechanica geeft het daar bij uitstek niet bruikbare.

Terugkeerende en overgaande tot de thermodynamica meent spr. dat deze niet in de eerste plaats aanleiding mag zijn tot invoering van nieuwe stof, maar dat het mogelijk is niettemin het essentieele van de thermodynamica, nl. het voorkomen van niet-omkeerbare processen, tot zijn recht te laten komen. Spr. geeft een volgorde van de te behandelen stof in de tweede ronde, die daartoe zou leiden, aan.

Ten slotte gaat spr. over tot het noemen van enkele onderwerpen, die verdienen voor het onderwijs bewerkt te worden. Dit moet door de leeraren gaandeweg geschieden. In aanmerking komen: electronenemissie door heete metalen, electronenbuis, kathodestralen, kanaalstralen, enkele hydrodynamische verschijnselen in verband met het vliegen. Bij de golftheorie sluiten zich aan de kristalstructuren, golflengten van X-stralen, karakteristieke spectra en atoomnummers. Plastische deformatie en glijvlakken kunnen interessant onderwijsmateriaal geven. In de atoomwereld zouden eerst de omkeerbare processen aan de beurt komen. Het verband tusschen X-stralen en kathodestralen; hetgeen er geschiedt bij de bombardeering van atomen met langzame electronen, het bestaan van kritische potentialen als grondslag voor atoomtheorie. Hierop sluit aan de lichtuitzending door aangeslagen atomen en omgekeerd de absoptie van lichtsoorten van bepaalde frequenties, om aldus een experimenteele quantumtheorie in te leiden. Bij de de niet-omkeerbare atoomprocessen, de radioactieve, allereerst het feit der successieve stukbarsting der atomen; uit de banen der alphadeeltjes en hun knikken komt men tot de bespreking van de hypothese der zware atoomkernen met kernladingen, aangegeven door het atoomnummer.

Tenslotte legt spr. er den nadruk op, dat de leeraar de noodige speling moet hebben, zoowel wat betreft de hulpmiddelen van zijn kabinet, als het leerprogramma en de te verwachten eindexamen taken.

Digitized by Google

De heer Dijksterhuis uit een woord van protest tegen het standpunt van de commissie betreffende de mechanica. Verder uit spr. zijn verbazing over het groote aantal onderwerpen dat de inleider behandeld wenscht te zien.

Prof. Burgers vindt de reeks onderwerpen te uitgebreid, tenzij men in de eerste klasse met natuurkunde begint.

De heer Beth is het geheel met dr. Dijksterhuis eens en wijst op de algemeen vormende beteekenis der H. B. S.

De heer Mogendorff meent, dat de leeraar een keuze uit de onderwerpen moet doen. Er moeten middelen worden gevonden, waardoor de leeraren hun kennis kunnen bijhouden. Wat de mechanica betreft, is spr. het geheel met den inleider eens.

De heer Huizinga meent, dat de mechanica niet, zooals tot heden, een dubbele plaats moet hebben.

De heer Kamerbeek wijst erop, dat we moeten oppassen, dat de mechanica niet „weltfremd" wordt.

Prof. Fokker antwoordt dat men in de eerste plaats de stof modern moet behandelen, en in de tweede plaats de moderne stof moet opnemen volgens door leeraren zelf te vinden methode. De mechanica zou door overdreven pijnlijke exactheid haar doel voorbij streven. De theoretische mechanica behoort niet tot de vorming die de H. B. S. vermag te geven.

Dr. Verrijp wijst op de wenschelijkheid dat de commissie contact zoekt met andere organisaties op onderwijsgebied.

Hierna sluit de voorzitter onder dankzegging aan de aanwezigen om 6 uur de vergadering.

BOEKBESPREKING.

Th. de Donder. **Théorie des champs gravifiques.** Fascicule XIV du Mémorial des sciences mathématiques publié sous le patronage de l'académie des sciences de Paris, 60 blz. — Gauthier Villars. Ed. Paris 1926. Prijs 12 frs. + 20 %.

Dit boekje is een vervolg op het achtste boekje van deze serie. Schrijver wil een „exposé synthétique" der Einsteinsche relativiteitstheorie geven en behandelt in dit tweede gedeelte algemeen gravitatievelden. Achtereenvolgens komen aan de beurt de velden afkomstig van massa's, de velden afkomstig van elektromagnetische verschijnselen en de combinatie van beiden. Steeds levert een variatieprincipe de veldvergelijkingen, en deze, gecombineerd met de vier vergelijkingen der fundamenteele identiteit (de tweemaal gevouwen Bianchi'sche identiteit) geven de grondvergelijkingen voor den tensor, die de physische verschijnselen karakteriseert. Enkele ingewikkelde berekeningen zijn niet ten volle opgenomen.

Een groote hoeveelheid formulemateriaal is bijeengebracht, behoorlijk verwerkt, en duidelijk en overzichtelijk gerangschikt. Voor den beginner zou men wel wat meer tekst wenschen, doch hier draagt waarschijnlijk de beperkte ruimte en niet de auteur schuld. Met vreugde constateeren wij, dat de schrijver niet de slechte gewoonte van Fransche auteurs heeft overgenomen, om weinig of niet te citeeren. Hierdoor heeft dit aanbevelenswaardige boekje veel gewonnen.

Eén opmerking, waarom laat de schrijver zijn Σ-teekens niet weg? Vele formules werden daardoor onnoodig lang en onoverzichtelijk. Sch.

Digitized by Google

René Couffon. **Transport de l'Electricité.** No. 73 der Collection Armand Collin, 219 blz., 45 fig. Armand Collin, Paris Ve. Prijs 8 frs. 40, geb. 10 frs. 20.

In vijf hoofdstukken behandelt de schrijver de voornaamste feiten uit de techniek van het voortgeleiden van electrische energie over groote afstanden.

In hoofdstuk I (14 pag.) worden de vraagstukken belicht, die tot de berekening van stroom en spanning in een lange leiding leiden. Hij stipt aan wat ons brengt tot het kiezen van een bepaalde spanning voor de transmissie bij een bepaalde afstand om daarna de grootheden, weerstand, inductantie, capaciteit en afleiding toe te lichten.

Daarna worden de oplossingen van Boucherot gegeven voor de bekende lineaire differentiaalvergelijkingen, waaruit spanning, stroom en phaseverschuiving langs de leiding zijn te berekenen.

In hoofdstuk II (55 pag.) worden bovengrondsche leidingen behandeld. Na een korte beschouwing over de keuze van het materiaal worden de in de Fransche practijk gebruikelijke methoden schreven, berustende op de kettinglijn, om de factoren te bepalen, die op de afmetingen van de lijn, draaddoorsnede, afstand steunpunten enz, invloed hebben. Daarna volgen eenige berekeningen over de steunen zelf en wordt gewezen op de voor- en nadeelen van ijzeren en houten palen en palen van gewapend beton. Voor het eerst treft men hier in een electrotechnisch werk eenige berekeningen aan voor de afmetingen van betonijzer in zulke palen.

Dan volgt een zeer interessante verhandeling over porceleinen en glazen isolatoren, verder over onderdeelen van een leiding, terwijl daaraan aansluiten eenige beschouwingen over de uitvoering van den bouw van een bovengrondsche leiding.

In hoofdstuk III (37 pag.) wordt op geheel analoge wijze de ondergrondsche geleiding dus de kabel behandeld, eenige theorie, wat constructie, wat practische ervaringen en eindelijk eenige feiten uit de montage.

Hoofdstuk IV (36 pag.) behandelt de beveiligingsinrichtingen. Zulke tegen te hooge spanning, tegen te hoogen stroom, de relais voor deze systemen noodig, passeeren met opsomming der voor- en nadeelen aan een ieder eigen, de revue.

Zooals bij iedcr hoofdstuk, wanneer dit mogelijk is, aan het einde eenige onderzoekingsmethoden van de daarin behandelde dingen worden aangegeven en tevens wordt toegelicht wat aan de materialen of apparaten onderzocht moet worden, zoo geeft dan hoofdstuk V (12 pag.) eenige beschouwen over de metingen aan een leiding uit te voeren, voordat zij in bedrijf gaat, over zulke noodig voor het onderhoud en over de maatregelen voor het opsporen van een bedrijfsstoring.

Als annex volgen dan nog (58 pag.) verkort de Fransche wettelijke voorschriften met betrekking tot voortgeleiding van electrische energie.

De heer Couffon was bedrijfsingenieur aan de „de Union d'Electricité", die een groot deel van Parijs van stroom voorziet met 60 kV leidingen o.a. vanuit de bekende centrale te Gennevilliers en is thans secretaris van de directie der Cie des Compteurs, hij is dus bij uistek deskundig op het gebied, waarover hij hier schrijft en door het geheele boekje voelt men dan ook, dat degene die aan het woord is slechts dat deel van zijn kennis neerschrijft, dat hij voor het geven van een inzicht in de door hem te behandelen stof noodig oordeelt, m.a.w. de schrijver staat ver boven zijn stof, waardoor het boekje vlot en gemakkelijk te lezen is. Prettig, voor wie er ook wat van weet, immers hij verrijkt zijn kennis met die van een prima man van de practijk, gevaarlijk voor een buitenstaander, ook hij steekt veel op, maar loopt kans dat de vlotte, heldere echt Fransche geest

Digitized by Google

hem al te overmoedig maakt wat betreft zijn kennis van het probleem der electriciteitstransmissie.

Het boekje is verder volkomen up to date, jammer is dat daar waar de schrijver niet eigen ervaring ten beste geeft maar zich spiegelt aan een ander, hij bij zijn litteratuuropgave volstaat met den naam van den schrijver of het tijdschrift te noemen zonder aanduiding van jaargang of pagina, waardoor het voornemen om er meer van te willen weten bij velen tot plaveisel van de hel moet worden.

Ook ware het prettig geweest, vooral weer voor den niet-specialist. wat meer teekeningen en vooral teekeningen van uitgevoerde constructies te zien te krijgen.

H. W. L. B.

H. A. J. Meijer, **Beknopt leerboek der Anorganische Chemie,** Zesde druk bewerkt door Dr. H. C. Germs, 245 pag. + 10 pag. index. P. Noordhoff, Groningen 1926. Prijs f 3.—, geb f 3.60.

De niet zeer gewaagde onderstelling, dat een boek, waarvan de zesde druk ter recensie komt, kans heeft goede kwaliteiten te bezitten, blijkt bij dit werkje volkomen juist.

Uit de behandeling der stof spreekt een grote dosis onderwijservaring, die de vele moeilikheden, die de chemie haar jonge beoefenaars voorlegt, ontzeilt of verklaart. In de methode, die daarvoor gekozen is, blijkt niet gestreefd te zijn naar het meest moderne, maar het meest effectieve voor het onderwijs; een gezond conservatisme dus.

De vraag of hierbij de juiste maat is gehouden, is moeilik geheel objectief te beoordeelen; smaak en aanleg spelen daarbij zeker een rol.

Zo is, ref. getroffen door het feit dat de ionenleer, als ingelascht hoofdstuk eerst op pag. 123 na de halogeenstikstofverbindingen wordt behandeld. Ervoor vindt men enkele toespelingen, erna een enkele maal het woord ion, maar de betekenis van de ionen voor een groot deel van de anorganiese chemie en de verklaringsmogelikheden van de theorie komen niet voldoende tot hun recht. Omgekeerd schijnt aan ref. het gebruik van structuurformules als van zwavelzuur (waarvan twee formules verdedigbaar zijn naast elkaar) en van de stikstofoxyden overbodig en verwarrend. Bij de fosforzuren, waar zij eenige betekenis hebben, is het konflikt tussen de formule die uit PCl_3 en die welke uit de zouten volgt, niet bevredigend opgelost.

Eindelik, mocht dit boek een zevende druk beleven, dan zou het aanbeveling verdienen bizonder aandacht te schenken aan kleine onjuistheden en (vooral paedagogiese of onpaedagosiese) slordigheden, als daar zijn: p. 124 ionisatie van zoutzuur, dit volgt n.l. juist niet de verdunningswet van Ostwald; p. 123 joodstikstof bezit de formule $NH_3\ NJ_3$; p. 104 kookpunt van lucht (een mengsel); p. 53 gehalte van een verzadigde oplossing, zonder opgave of beperking van temperatuur; e.d.

Th. S.

J. H. Jeans, **Dynamische theorie der Gase.** Nach der 4 englischen Auflage übersetzt und mit einer Ergänzung versehen von Reinhold Fürth, 607 blz. — Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges. Braunschweig 1926. Prijs R. M. 35, geb. R.M. 38.

Een der beste, zoo niet het beste der leerboeken over kinetische gastheorie is naar zijn vierden druk door Reinhold Fürth in het Duitsch vertaald, zonder twijfel een groote aanwinst voor het niet Engelsch lezende publiek. In Nederland is the „dyn. theory of gases" te goed bekend om een aanbeveling van deze

Digitized by Google

vertaling noodig te maken. Dit boek van Jeans is zoo ingericht, dat de meer mathematische hoofdstukken zonder bezwaar overgeslagen kunnen worden, want ook zonder deze krijgt de lezer een afgerond beeld der kinetische gastheorie en en een elementaire en tevens mathematisch juiste inleiding in de erin gebruikelijke wiskundige methodes, terwijl voor speciale studie steeds naar de oorspronkelijke verhandelingen verwezen wordt. Ditzelfde geldt voor de quantentheorie der straling, waarvan in kort bestek een buitengewoon helder inleidend overzicht gegeven wordt.

De vertaler voorzag het boek van verschillende noten. Eenige vullen de literatuurlijst aan, vooral wat betreft Duitsche auteurs of geven de nieuwste waarden van verschillende constanten.

De meesten, hoe lezenswaardig op zichzelf, passen minder goed bij het door Jeans aan zijn leerboek gegeven karakter. Zij doen ietwat encyclopedisch aan in vergelijking met het boek zelf, waaruit voortdurend tot ons spreekt de ingehoudenheid en beperking van een zijn onderwerp geheel beheerschend uitstekend docent. de H. L.

H. Rose, **Das Hafnium**, 60 blz., 17 fig. — Sammlung Vieweg, Heft 86. Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges. Braunschweig 1926. Prijs R. M. 3.75.

In dit boekje vindt men vrijwel alles, wat op het gebied van hafnium, tot op de datum van verschijnen (Juli 1926), bekend was, bijeengebracht. De schrijver is er in geslaagd een werkelijk goed, zeer leesbaar, literatuuroverzicht te geven. Na een inleiding over de ontdekking wordt o.a. het prioriteitsvraagstuk: Celtium-Hafnium behandeld, waarbij R. tot de m.i. juiste conclusie komt, dat de naam Celtium uit de chemische literatuur moet verdwijnen. Bij de bespreking van de chemie van het hafnium en zijn verbindingen worden o.a. de verschillende scheidingsmethoden besproken. Eenige onjuistheden zijn daarbij ingeslopen, o.a. wordt op blz. 31, vierde regel v.o. verteld, dat $Hf\ Cl_4$ bereid werd door het oxyd in een stroom waterstof-tetrachoorkoolstof te gloeien, dit moet zijn een stroom chloor-tetrachloorkoolstof. De grootste ruimte aan de physika van hafnium gewijd, wordt ingenomen door een tabel van het optische spectrum. Nog moet erop worden gewezen, dat uit de tabel op blz. 50 gemakkelijk foutieve conclusies kunnen worden getrokken; de daarin vermelde roosterafstanden *a*. en *c*. geven n.l. andere dichtheden dan de in dezelfde tabel vermelde en wel bij zirkoon een hoogere, bij hafnium een lagere. In de vermelding der *a* en *c* bij hafnium komt bovendien een foutje voor. Een literatuurlijst en een register verhoogen de bruikbaarheid van het werkje zeer. d. B.

MEDEDEELING.

Ter gelegenheid van de **Volta-Herdenking** wordt in September a.s. te Como een Internationaal Congres van Natuurkundigen gehouden. De Handelingen van dit Congres zijn voor de abonné's van „Physica" tegen gereduceerden prijs verkrijgbaar. Voor nadere bijzonderheden kan naar de ingesloten circulaire worden verwezen.

Bij de Administratie van Physica (Postbus 18, Eindhoven) worden gaarne inteekeningen op deze Handelingen ingewacht vóór 20 Augustus.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 25 Juli 1927.*

Digitized by Google

MET DEN

JANUS-EPIDIASCOOP

(D.R.P. 366044 en buitenl. patenten)

VOORZIEN VAN ELECTRISCHE GLOEILAMP

wordt een verrassend goede projectie verkregen zoowel van

AFBEELDINGEN OP PAPIER

als van LANTAARNPLAATJES

Duizenden apparaten met veel succes in gebruik. De JANUS-EPIDIASCOOP is op eenvoudige wijze te completeeren voor alle wijzen van projectie.

Ed. Liesegang, Düsseldorf,

POSTFACH 124. - PROSPECTUS OP AANVRAGE.

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ

EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ

VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

HET RECUEIL DES TRAVAUX CHIMIQUES DES PAYS-BAS,

uitgegeven door de Nederlandsche Chemische Vereeniging,

bevat oorspronkelijke

Wetenschappelijke Verhandelingen op het gebied der Chemie

In de Fransche, Engelsche en Duitsche taal.

De omvang bedraagt normaal 960 bladzijden per jaar octavo. De abonnementsprijs bedraagt f 15.— per completen jaargang exclusief porto voor het buitenland. Leden der Nederl. Chem. Ver. (ook buitenlanders worden als lid toegelaten) betalen slechts f 6.—. Tevens ontvangen de leden voor hunne contributie van f 15.— per jaar het Chemisch Weekblad met het bijblad Chemie en Industrie en het Chemisch Jaarboekje, welke in de Hollandsche taal verschijnen. Hun, die het Recueil wenschen te ontvangen, wordt verzocht dit op te geven aan den Secretaris-Penningmeester van het Algem. Bestuur der Nederlandsche Chemische Vereen., Dr. A. D. DONK, HAARLEM (Holland), Verspronckweg 100.

Digitized by Google

Digitized by Google

7e JAARGANG 1927 NUMMER 6

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: DR. A. D. FOKKER - DR. E. OOSTERHUIS - DR. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: DR. H. C. BURGER - PROF. DR. J. CLAY - DR. C. A. CROMMELIN PROF. DR. P. EHRENFEST - PROF. DR. JHR. G. J. ELIAS - PROF. DR. E. VAN EVERDINGEN PROF. DR. M. DE HAAS - PROF. DR. W. J. DE HAAS - DR. J. J. HALLO - DR. G. HOLST PROF. DR. W. H. KEESOM - PROF. DR. H. A. KRAMERS - DR. T. VAN LOHUIZEN - PROF. DR. H. A. LORENTZ - DR. A. VAN MAANEN - DR. E. E. MOGENDORFF - DR. W. J. H. MOLL PROF. DR. L. S. ORNSTEIN - PROF. DR. R. SISSINGH - PROF. DR. J. D. VAN DER WAALS PROF. DR. P. ZEEMAN

PHILIPS

PLAATSPANNINGAPPARAAT

VERVANGT DE ANODEBATTERIJ

CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND

(5—10 WATT.)

PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—

PHILIPS — EINDHOVEN

Digitized by Google

INHOUD.

Blz

C. Zwikker, Diffusie van koolstof door wolfraam 188

P. Clausing, Over de diffusie van thorium door wolfraam. 193

A. D. Fokker, Sabine's formule voor den nagalm 198

J. Bouman en W. F. de Jong, Een schoolproef over de baan van een vallend voorwerp 201

H. W. V. Willems, Over de structuur van milleriet. 208

J. Bouman De bewegingsvergelijkingen van Lagrange voor een stelsel van geladen deeltjes 207

J. W. Alexander, Het meten van capaciteiten en het aantoonen van capaciteitsveranderingen 213

Boekbespreking 222

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8,50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049, Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Conollyweg 1, Santpoort (station).

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

Digitized by Google

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG 1927 NUMMER 6

DIFFUSIE VAN KOOLSTOF DOOR WOLFRAAM

door C. ZWIKKER

Een van de aanleidingen tot het hieronder beschreven onderzoek was de vraag, of het mogelijk is, dat diffussie van een vreemd atoom door een ideaal gebouwd kristal plaats heeft. Dat dit wel het geval is, blijkt o.a. daaruit, dat bij langdurig gloeien van een mengsel van twee metalen de vorming van mengkristallen optreedt. Men is echter algemeen van oordeel, dat bij deze diffusie de verplaatsing tusschen de kristallen door een zeer groote rol speelt en dat pas daarna de diffussie in het eigenlijke kristal begint. Als deze opvatting juist is, zal men een grootere diffusie moeten verwachten in fijnkristallijn materiaal dan in grofkristallijn materiaal of in unikristallijne metaalstukken.

Een poging een dergelijk effect experimenteel aan te wijzen is verricht door Geiss en v. Liempt [1]) met 3 metaalparen n l.: molybdeen-wolfraam, ijzer-wolfraam en koolstof-wolfraam. Hun proeven over de paren molybdeen-wolfraam en ijzer-wolfraam zijn vatbaar voor critiek, omdat zij hierbij vergeleken de diffussie van een gemengd poeder met die van een éénkristal van het eene metaal, gelegd in een omgeving van het andere. Als er nu een verschil in diffussie-snelheid wordt geconstateerd (wat zij deden door middel van de verandering van de temperatuur-coëfficient van de weerstand), is het niet duidelijk, of dit een gevolg is van het veel grootere aanrakingsoppervlak, dat de beide metalen in het poeder hebben of van werkelijke verschillen in de diffussiesnelheid,

Dit bezwaar kleeft niet aan hun derde meting, waarbij zij eerst een fijnkristallijne wolfraamstaaf en daarna een éénkristal van wolfraam in koolpoeder legden. In dit geval is het aanrakings-oppervlak even groot en werd door hen toch een groot verschil in diffusiesnelheid gemeten.

[1]) Zts. f. Metallkunde 16, 1924, pag. 37.

Digitized by Google

Lijnrecht hier tegenover staat een resultaat, verkregen door Andrews en Dushman [1]), die eveneens de diffusie van koolstof door wolfraam bestudeerden en vonden, dat deze niet van de kristalgrootte afhing. De door hen gebruikte éénkristaldraad (Pintschdraad) had zelfs een zeer hooge diffusiecoëfficient, maar dit schreven zij toe aan toevalligheden.

In verband met deze paradox hebben wij het vraagstuk ook nog eens ter hand genomen en de diffusie van koolstof in verschillende soorten wolfraamdraad met elkaar vergeleken.

De wolfraamdraden werden bedekt met een laagje koolstof door ze te laten gloeien in een lichtgasatmosfeer bij een zoo lage temperatuur, dat nog geen diffusie van de afgezette koolstof naar binnen plaats heeft. Dit laatste is te controleeren door middel van weerstandsmetingen. Een geringe hoeveelheid kool heeft een groote invloed op de specifieke weerstand van wolfraam (1 promille kool verhoogt de weerstand met 2,85 %). Hierna werden de draden alle op dezelfde temperatuur (1970° K) gebracht. De temperatuur werd constant gehouden met een optische pyrometer. Omdat het emissievermogen van koolstof niet erg precies bekend is, is aan de absolute waarde van de gebruikte temperatuur niet veel waarde te hechten, deze kan tot 30° mis zijn. Van tijd tot tijd werd nu de weerstand van de draad gemeten. Nu bleek, dat althans in het begin, de vermindering van het geleidingsvermogen evenredig was met de wortel uit de tijd. Dit nu is theoretisch ook te verwachten.

Het zuivere diffusieprobleem geeft namelijk voor de hoeveelheid koolstof Q, die door de draad per cm lengte is opgenomen in de tijd t:

$$Q = 4\,R\,c_o\sqrt{\pi\,D\,t} \quad \text{(voor kleine } t\text{)} \tag{1}$$

waarin R = straal van de draad
c_o = koolstofconcentratie buiten de draad
D = diffusiecoëfficient.

Welke invloed heeft deze Q op het electrische geleidingsvermogen? Het is experimenteel gebleken, dat het geleidingsvermogen lineair met het koolstofgehalte afneemt [2]). In dit geval doet het er niet toe, hoe de kool door de draad verdeeld is. Is dus de gemiddelde koolstofconcentratie $= c$, noemen wij het geleidingsvermogen g

1) Journ. of Phys. Chem. **29**, 1925, pag. 462.
2) Mej. Andrews. Journ. of Phys. Chem. **27**, 1923, pag. 2709.

Digitized by Google

en stellen we dit 1 voor de zuivere wolfraamdraad, dan is het in het algemeen:

$$g = 1 + \alpha c, \tag{2}$$

waarin:

α constant is en wel, als we de concentratie in gewichtsprocenten uitdrukken, $= -0{,}285\ (\%)^{-1}$.

Bedenken wij verder, dat $Q = \pi R^2 c$, dan volgt door verbinding van (1) en (2)

$$(1-g)^2 = P\frac{t}{R^2}a^2 = 0{,}081\ P\frac{t}{R^2} \tag{3}$$

waarin $P = 5{,}10.10^4\ D$, aangezien c_o in onze eenheden $= 100$ is. Vergelijking (3) vertoont hetzelfde parabolisch verband tusschen $(1-g)$ en t, dat ook experimenteel gevonden wordt.

Het is echter de vraag in hoever wij op ons geval de theorie der physische diffusie mogen toepassen, omdat er verschillende chemische verbindingen tusschen wolfraam en koolstof bestaan en dus niet alle koolatomen in dezelfde omstandigheden verkeeren. Andrews en Dushman hebben daarom het probleem uitgerekend in de onderstelling, dat elk binnenkomend atoom direct wordt vastgelegd in de vorm van W_2C en niet meer aan de diffusie deelneemt. Zij stellen zich dus voor, dat vanaf de buitenkant van de draad een laagje W_2C wordt gevormd. Door dit laagje moet een C-atoom heen diffundeeren, opdat het op zijn beurt in staat is, in het wolfraam te komen en zich als W_2C af te zetten. Voor kleine t komen zij tot de volgende formule:

$$1 - g + g\ ln\ g = 0{,}081\ P\frac{t}{R^2}. \tag{4}$$

Voor kleine t is echter g bijna 1, zoodat het linker lid geschreven kan worden als $(1-g)^2$, waardoor (3) en (4) formeel aan elkaar gelijk worden. Ook volgens de tweede beschouwingswijze is P evenredig met de diffussiecoëfficiënt. De numerieke factor is echter anders dan bij de eerste beschouwingswijze.

De werkelijkheid zal het midden houden tusschen de physische opvatting (de bewegelijkheid van het atoom is niet afhankelijk van de koolstofconcentratie) en de chemische opvatting (de bewegelijkheid der atomen verandert discontinu). Waar deze beide uitersten tot dezelfde experimenteel te verifieeren formule komen, zal ook de werkelijke toestand hier wel aan voldoen.

Digitized by Google

Voor de grootheid P werden bij onze metingen de volgende getallen gevonden (alle bij een temperatuur van 1970° absoluut)

a) voor getrokken wolfraamdraad, die nog niet gerekristalliseerd is, dus nog de vezelstructuur van het trekken bezit:

$$P = 2{,}68.10^{-8}\ {}^0/_0{}^2\ \text{cm}^2/\text{sec.}$$
$$2{,}78$$
$$2{,}50$$
$$2{,}76$$

b) eveneens getrokken, ongerekristalliseerde draad, die 0,75 % ThO_2 bevat. $P = 4{,}02.10^{-8}\ {}^0/_0{}^2\ \text{cm}^2/\text{sec.}$

$$2{,}37\ \text{„}$$

c) éénkristallijne wolfraamdraad, gespoten volgens het Pintsch-procédé: $P = 18{,}0.10^{-8}\ {}^0/_0{}^2\ \text{cm}^2/\text{sec.}$

$$14{,}7$$
$$6{,}7$$
$$12.9$$

d) éénkristal wolfraamdraad, gemaakt door opprepareeren op een dunne kern van Pintschdraad [1])

$$P = 0{,}6\ {}^0/_0{}^2\ \text{cm}^2/\text{sec.}$$
$$0{,}6\ \text{„}$$

De merkwaardige uitkomst is, dat een Pintschdraad veel grootere diffusiecoëfficient heeft dan een opgeprepareerde draad, terwijl beide éénkristal zijn. Dit verklaart gedeeltelijk de bestaande tegenspraak tusschen de waarnemingen van Geiss en van Liempt eenerzijds, die met een opgeprepareerd éénkristal werkten en van Andrews en Dushman anderzijds, die (o.a.) met Pintschdraad werkten. Het blijkt, dat de diffusiecoëfficienten tot een factor 30 uiteen kunnen loopen.

Nu bezit echter Pintschdraad een soortelijk gewicht, dat vrij veel kleiner is, dan dat van zuiver wolfraam, zoodat wij moeten aannemen, dat de Pintschdraad veel holten moet bevatten en dus allesbehalve een ideaal éénkristal is. Als dit de verklaring is voor het groote verschil in diffusie door beide soorten éénkristallen, dan pleiten onze metingen voor de opvatting, dat verschuivingen over het oppervlak een groote rol spelen. Bovendien wordt deze opvatting gesteund door de metingen aan de draden met vezelstructuur die ongeveer 5 keer zoo groote diffusiesnelheid vertoonen als de éénkristallen [2]).

1) van Arkel, Physica 3, 1923, pag. 76.

2) Analoge resultaten verkregen Tammann en Dahl bij diffusie van *Ag* in *Cu* (Zts. f. Anorg. Chem. 114, 1925 p. 16) en Hevesy en Obrutsheva bij diffusie van loodisotopen in elkaar (Nature 115, p. 674).

Digitized by Google

In het geval, dat wij hier bestudeerden, is het zeer logisch om ook een diffusie in het kristal te verwachten, omdat chemische binding kan plaats hebben. Ook in gevallen, waar mengkristallen gevormd worden zal diffusie door de kristallen plaats hebben. De verschuiving over het oppervlak zal echter veel meer op de voorgrond treden, wanneer chemische binding en mengkristalvorming niet kan plaats hebben. Het onderzoek van dit geval wordt moeilijker gemaakt, doordat de spec. weerstand en de temperatuurcoëfficient hiervan niet meer afhangen van de concentratie van de diffundeerende vaste stof. Men zal van andere verschijnselen gebruik moeten maken om de diffussiesnelheid te meten b.v. van radioactieve werking van het diffundeerende materiaal, zooals door Hevesy en Obrutsheva is gedaan [1]) of van thermische electronen-emissie zooals door Drs. Clausing in dit Laboratorium bij de bestudeering van de diffusie van thorium door wolfraam is toegepast [2]).

Eindhoven, 7 Juni 1927

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Summary.

Experiments have shown that diffusion of carbon through fine crystalline tungsten is greater than through a single crystal filament. Pintsch single crystal filaments however have a very high diffusion coëfficient.

1) L.c.
2) Zie het volgende artikel.

OVER DE DIFFUSIE VAN THORIUM DOOR WOLFRAAM

door P. CLAUSING.

In het voorgaande artikel [1]) heeft Zwikker experimenteele resultaten medegedeeld, die het zeer waarschijnlijk maken, dat de diffusie van een stof A door het kristalrooster van een stof B moeilijker gaat naarmate het rooster minder defecten in zijn opbouw vertoont. Tot hetzelfde resultaat zijn Geiss en van Liempt [2]) gekomen. Zoowel deze laatste schrijvers als Zwikker vonden, dat koolstof in een nog niet gerekristalliseerde wolfraamdraad veel gemakkelijker indringt dan in een één-kristaldraad. Mogen chemische

1) C. Zwikker, Physica 7, 189, 1927.
2) W. Geiss en J. A. M. v. Liempt, Zts. f. Metallkunde 16, 37, 1924.

Digitized by Google

processen [1]) bij dit indringen ook een rol spelen, de conclusie, dat òf de koolstof zelf òf een koolstof-wolfraamverbinding het meer volmaakte rooster der één-kristaldraden lastiger binnendiffundeert dan het fijn-kristallijne lichaam der getrokken wolfraamdraden, is niet van de hand te wijzen.

Een aardig voorbeeld van een geval, waarin wij onder analoge omstandigheden een verschil in de diffusiesnelheid hebben kunnen aantoonen, willen wij in het volgende mededeelen.

Langmuir [2]) heeft in een zeer interessante verhandeling een theorie gegeven van de wijze, waarop de electronenemissie van een gethorieerde wolfraamdraad („ThO_2-draad") tot stand komt. Een dergelijke draad bevat ongeveer 1—2 % ThO_2 en vermag onder gunstig gekozen omstandigheden (als b.v. een zeer goed vacuum) bij een bepaalde temperatuur een zeer veel grootere electronenemissie te geven dan een zuivere wolfraamdraad bij die temperatuur. Zoo emitteert b.v. bij 1900° K de zuivere wolfraamdraad $2{,}57.10^{-4}$ A per cm² [3]); de gethorieerde draad [4]) echter 1,59 A per cm².

Deze groote emissie verklaart Langmuir (afgezien van details) nu op de volgende wijze. Door de draad een korte tijd fel te gloeien b.v. op een temperatuur van 2800° K wordt een weinig ThO_2 door het wolfraam gereduceerd. Brengen wij de draad nu op een temperatuur van ongeveer 2100° K, dan diffundeert het Th naar het buitenoppervlak en vormt daar een mono-moleculair laagje Th, dat de groote electronenemissie veroorzaakt. Ook bij hoogere temperaturen dan 2100° K heeft die diffusie plaats en zelfs veel sneller, maar wij komen dan al gauw in een temperatuurgebied, waarin het Th zoo vlug van de draad afdampt, dat er van een laagje Th aan het buitenoppervlak geen sprake meer kan zijn. Het zoogenaamde activeeren van de draden geschiedt dus bij voorkeur bij ongeveer 2100° K, terwijl het meten van de emissie (om het resultaat van het activeeren te beoordeelen) bij een nog veel lagere temperatuur (b.v. 1700° K) kan plaats hebben.

Ons interesseert nu, hoe die vorming van het thorium-laagje plaats heeft. Wij kunnen ons hiervan twee voorstellingen maken. De gethorieerde wolfraamdraad is na het rekristalliseeren een fijn-kristallijne

---

1) M. R. Andrews en S. Dushman, Jl. of Phys. Chem. 29, 462, 1925.
2) I. Langmuir, Phys. Rev. (2). 22, 357, 1923.
3) C. Zwikker, Physica 5, 249, 1925.
4) I. Langmuir, l.c.

Digitized by Google

draad. (De lineaire afmetingen der kristallen varieeren al naar de omstandigheden van ca 2—30 micron).

Wij kunnen in de eerste plaats aannemen, dat het *Th* naar buiten gaat langs de begrenzingsvlakken der kristallen om, buiten aangekomen, zich over de kristal-oppervlakken te verspreiden. Een dergelijke bewegelijkheid van de *Th*-atomen op het buitenoppervlak der *W*-kristallen is geheel in overeenstemming met de opvatting van Volmer en Estermann [1]), die aangetoond hebben, dat kwikmolekulen, invallende op een vast kwikkristal, over zoo'n bewegelijkheid moeten beschikken [2]).

In de tweede plaats kunnen wij ons voorstellen, dat het *Th*-atoom zich een weg door het *W*-rooster baant en direct zijn definitieve plaats op het *W*-oppervlak inneemt.

Deze laatste opvatting is Langmuir toegedaan, die uit zijn proeven besluit tot een geïnduceerde verdamping van het thorium. Hieronder verstaat hij als het ware het wegschieten van een *Th*-atoom, dat op het buitenoppervlak vertoeft, door een ander *Th*-atoom, dat juist onder het eerste uit het wolfraam te voorschijn komt. Het tweede *Th*-atoom, neemt de plaats in van het eerste en een vergrooting van het relatieve *Th*-oppervlak blijft uit. Dus, zegt Langmuir, is de bewegelijkheid van het *Th*-atoom in het oppervlak zeer begrensd, anders ware het wel op zij gegaan in stede van te verdampen.

Om zoo mogelijk te kunnen beslissen tusschen deze beide opvattingen hebben wij op voorstel van Dr. Holst proeven genomen met gethorieerde draden, die door een wolfraam-mantel omsloten zijn.

Op ons verzoek bedekte Ir. v. Liempt een 100 micron dikke ThO_2-draad (1,7 % ThO_2) en een 100 micron dikke Pintsch-draad volgens de methode van v. Arkel [3]) rondom met een ongeveer 20 micron dikke laag wolfraam. De Pintsch-draad is een unikristallijne wolfraamdraad [4]), die 1 tot 2 % ThO_2 bevat. Het is gebleken, dat de Pintschdraad poreus is. Zijn soortelijk gewicht is aanmerkelijk te klein en, wat voor ons onderzoek van belang is, het *Th* schijnt minstens even gemakkelijk uit de Pintschdraad

1) M. Volmer en J. Estermann, Zts. f. Phys. 7, 1 en 13, 1921.
2) Verdere steun aan deze opvatting van V. en E. geven verschillende mooie proeven van Volmer en zijn medewerkers (zie b.v. Zts. f. Phys. Chem. 115, 239, 1925; 119, 46, 1926.
3) A. E v. Arkel, Physica 3, 76, 1923.
4) Deze door de firma Pintsch (Zts. für Elektroch. 23, 121, 1917) vervaardigde draden bestaan uit zeer langgerekte kristallieten, die wel 0.5 meter lengte bereiken.
Een kort overzicht van de verschillende wijzen, waarop metaal-éénkristallen (o.a. Pintsch- en v. Arkel-draad) verkregen worden, vinden wij bij J. A. M. v. Liempt, De Natuur 46, 274, 1926.

Digitized by Google

als uit de ThO_2-draad naar buiten te diffundeeren. Het activeeren, het desactiveeren (d.i. het op hooge temperatuur brengen van de draad teneinde het *Th*-laagje af te dampen), het opnieuw activeeren, het gaat bij de Pintschdraad haast nog gemakkelijker dan bij de ThO_2-draad. Ook de *C* dringt volgens de opgave van Zwikker (l c.) gemakkelijker de Pintsch- dan de ThO_2-draad binnen.

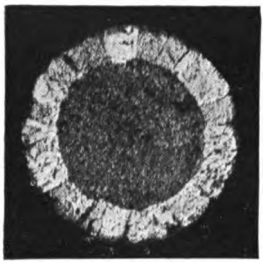


Fig. 1.

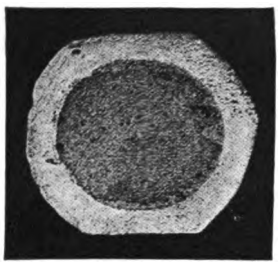


Fig. 2.

In fig. 1 is de doorsnede afgebeeld van de bemantelde ThO_2-draad, in fig. 2 die van de bemantelde Pintschdraad [1]). De mantel op de polykristallijne ThO_2-draad is zelf ook polykristallijn. De Pintschdraad daarentegen is door een monokristallijne mantel zonder poriën (hoog soortelijk gewicht) omgeven.

Met deze beide draadsoorten werden nu verschillende proeven genomen. Getracht werd, door de draden langere tijd op hooge temperatuur te gloeien, het *Th* in de mantel te diffundeeren. Is na dit gloeien activeeren mogelijk, dan is inderdaad het *Th* door de mantel gedrongen, anders niet.

Wij maten aan ca 2 cm. lange draden, die door een nikkelen anode omgeven waren. De draad en de anode waren gemonteerd op een glazen brugje, dat in een ballon ingesmolten was. De binnenwand van de ballon was grootendeels met *Mg* bedekt. De temperaturen werden bepaald door met behulp van een optische pyrometer het verband tusschen gloeistroom en temperatuur vast te leggen bij een paar lampen, die geen anode en geen *Mg* bevatten. Bij al onze metingen was de anodespanning 100 V. De emissiestroom duiden wij in het volgende door i_s (verzadigdigingsstroom) aan; hij is steeds gemeten bij 1700° K en uitgedrukt in micro-ampères.

Eenige onzer resultaten hebben wij in de tabellen I en II vereenigd. (De tijden zijn in minuten aangegeven.)

[1]) De photo's werden ons bereidwillig door Ir. van Liempt afgestaan.

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

TABEL I.

Onbemantelde draden.

ThO_2-draad	Pintsch-draad
1 min. 2800° K 13 min. 2150° K i_s = 11600 bij 1700° K	1 min. 2800° K 8 min. 2150° K i_s = 15600 bij 1700° K

TABEL II.

Bemantelde draden.

Totale tijd van fel gloeien bij 2800° K	ThO_2		Pintsch		Totale tijd van fel gloeien bij 2800° K	ThO_2		Pintsch	
	Tijd van activeeren bij 2150° K	i_s na het activeeren	Tijd van activeeren bij 2150° K	i_s na het activeeren		Tijd van activeeren bij 2150° K	i_s na het activeeren	Tijd van activeeren bij 2150° K	i_s na het activeeren
1	7,5	3,22	7,5	0,02	1	7	0,20	7,5	0,08
11	7,5	7,70	7,5	0,10	11	7	0,10	7,5	0,18
21	12	47,8	12	0,10	31	12	0,80	12	0,22
31	5	14,8	5	0,10	91	7	0,88	5	0,21
91	0,5	10400	7	0,18	211	12	35,0	7	0,22
102	7	24600	7	0,20	302	17	6200	—	—
182	draad	stuk	7	0,22	422	7	19600	—	—
302	—	—	7	0,14	496	—	—	10	0,84
587	—	—	10	0,30	1006	—	—	10	4,28
1097	—	—	10	0,40					
minuten	minuten	micro-amp.	minuten	micro-amp.	minuten	minuten	micro-amp.	minuten	micro-amp.

De tijd, dat de draden in totaal op 2800° K zijn gegloeid, is van dezelfde grootte-orde als de levensduur van de draden bij die temperatuur. Dikwijls is ook getracht de bemantelde Pintschdraden te activeeren bij 2050° K of 2250° K, maar steeds met ongeveer hetzelfde resultaat als bij 2150° K.

Uit de tabel II blijkt op overtuigende wijze, dat de monokristallijne mantel van de Pintschdraad zeer veel moeilijker voor het *Th* doordringbaar is dan de polykristallijne mantel van de ThO_2-draad.

Naast de lampen, wier gedrag wij in tabel II beschreven hebben, is nog een aantal anderen op soortgelijke wijze onderzocht. Afgezien van een paar geringe afwijkingen, die ongedwongen door struktuurfouten te verklaren zijn, gaven de metingen éénduidig het resultaat, dat wij in de tabel II tot uitdrukking hebben gebracht.

Digitized by Google

Onze conclusie luidt dus, dat het *Th* zich langs de begrenzingsvlakken der kristallen naar buiten beweegt. Een diffusie door het rooster der *W*-kristallen heeft niet of slechts in zeer geringe mate plaats. Een bewegelijkheid van het *Th*-atoom op het buitenoppervlak naar de opvatting van Volmer en Estermann zorgt, dat een monomoleculair *Th*-laagje zich kan vormen.

Dat bij onze proeven met bemantelde Pintschdraden het *Th* niet in onbewaakte oogenblikken uit de draad verdampt is, hebben wij bewezen door van een dergelijke draad, die ca 10 uur op 2800° K gegloeid had, de mantel in een argon-ontlading te verstuiven. Het was daarna direct mogelijk de draad te activeeren tot de normale „*Th*-emissie".

Het is tenslotte merkwaardig op te merken, dat de diffusiecoëfficiënt van *C* door *W* bij ca. 2000° (ontleend aan het werk van Andrews en Dushman (l.c.) in overeenstemming met de metingen van Zwikker (l.c.) juist gelijk is aan die van *Th* door *W* (Langmuir l.c.), nl. ongeveer $0{,}6.10^{-12}$ cm²/sec. Dit in verband gebracht met de verschillende grootte der *C*- en *Th*-atomen, is voor ons een aanwijzing, dat zeker niet aan beide verschijnselen tegelijk een diffusie in de ware zin des woords ten grondslag kan liggen.

Eindhoven, 24 Juni 1927. NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

Summary.

From electron-emission data, obtained with ThO_2- and Pintsch-wire, covered with a tungsten layer, we conclude that the diffusion of *Th* does not occur through the *W*-lattice, but along the boundaries of the *W*-crystals. The *Th*-layer at the outside of the *W*-wire is believed to be formed by a surface-mobility of the *Th*-atoms as suggested by Volmer and Estermann.

SABINE'S FORMULE VOOR DEN NAGALM

door A. D. FOKKER.

Sabine heeft uit zijn empirisch materiaal eene betrekking afgeleid tusschen den nagalm in eene zaal, haar volumen, en het absorbeerend vermogen van hare wanden en van haren inhoud. [1]) Rekent men voor den duur *T* van den nagalm het tijdsverloop in secunden, gedurende hetwelk de in de zaal bevatte geluidsenergie

[1]) W. C. Sabine, Collected Papers on Acoustics, Harvard Univ. Press. p. 50.

Digitized by Google

afneemt tot op een millioenste van haar beginwaarde, drukt men het volumen V uit in m^3 en het absorbeerend vermogen A in m^2 van een oppervlak (open raam) dat alle geluidsenergie opslorpt (resp. doorlaat) dat er opvalt, dan geldt

$$T = \tfrac{1}{6}\frac{V}{A}.$$

Eenige jaren geleden heb ik aan eenige voorbeelden laten zien hoe men deze betrekking kan afleiden, en hoe de numerieke coëfficiënt eenigszins van den vorm van de zaal kan afhangen [1]). Men kan van een andere vereenvoudigende onderstelling uitgaan dan bij die gelegenheid gebruikt werd.

Onze vereenvoudigende onderstelling zal deze zijn, dat de geluidsenergie in de kamer steeds gelijkmatig over de ruimte verdeeld zal zijn, en ook isotroop in alle richtingen zich gelijkelijk door de kamer zal uitbreiden, op de wijze van de warmtestraling binnen een volkomen zwart omhulsel. Deze onderstelling zal niet geheel aan de werkelijkheid beantwoorden. Bij ongelijkmatige absorptie door de verschillende deelen van den wand, bij de aanwezigheid van meer of minder diepe nissen in den wand, ja eigenlijk ook reeds wanneer twee platte wanden loodrecht op elkander staan. zal de isotropie en de homogeniteit der geluidsvulling stellig gestoord zijn. Wij willen echter van die eenvoudige onderstelling uitgaan.

Indien de geluidsenergie binnen de kamer U bedraagt, is er per volumeneenhid aanwezig $u = U/V$, waarvan de fractie $d\omega/4\pi$ zich zal voortplanten in richtingen binnen de kegelopening $d\omega$. Wanneer wij nu stellen

$$i = \frac{U}{V}\frac{d\omega}{4\pi},$$

dan zal er op een vlakte-element $d\sigma$ van den wand, bij een invalshoek Θ, binnen de kegelopening $d\omega$, als de geluidssnelheid v is, per seconde vallen een geluidsenergiestroom

$$\begin{aligned} dI &= i\,v\,d\sigma\cos\Theta, \\ &= v\,d\sigma\frac{U}{V}\frac{d\omega\cos\Theta}{4\pi}. \end{aligned}$$

1) Physica. 4, p. 262. 1924.

Digitized by Google

Voor het volgende is het gemakkelijk als men zich $d\omega \cos \Theta$ voorstelt als de projectie op $d\sigma$ van dat stuk van een eenheidsbol, hetwelk, uit het bolmiddelpunt, getroffen wordt door stralen, evenwijdig aan de geluidsstralen binnen de kegelopening $d\omega$, waarvan hier sprake is.

Immers men ziet dan aanstonds, dat over alle mogelijke invalsrichtingen van den geluidsstroom geïntegreerd, de integraal van $d\omega \cos \Theta$ eenvoudig π wordt, het oppervlak van een middelpuntsdoorsnede door den eenheidsbol.

De totale geluidsenergiestroom die op een oppervlak $d\sigma$ van den wand valt, is dus

$$U \,.\, d\sigma \,.\, \frac{v}{4V}.$$

De zaal hebbe een absorbeerend vermogen A, d.w.z. er wordt zooveel geluid geabsorbeerd als er valt op een oppervlak A van den wand. Dit leert ons, na het bovenstaande, onmiddellijk dat er per tijdseenheid geabsorbeerd wordt

$$\frac{dU}{dt} = - U \,.\, A \,.\, \frac{v}{4V},$$

en dus

$$U = U_0 \, e^{-\frac{A\,v}{4V}t}.$$

Krachtens onze definitie van den nagalm zal na het tijdsverloop T zijn:

$$U = U_0 \,.\, 10^{-6} = U_0 \, e^{-13{,}8},$$

zoodat

$$\frac{A\,v}{4V}\,T = 13{,}8,$$

en

$$T = \frac{13{,}8 \times 4}{v} \cdot \frac{V}{A}.$$

Indien V en A in m^3 en m^2 staan, moet v in m/sec genomen worden. Men ziet dat dan inderdaad moet gelden

$$T = \tfrac{1}{6}\,\frac{V}{A}\,\text{sec},$$

en dat is Sabine's formule die wij wenschten af te leiden.

Summary.

A new theoretical deduction of Sabine's *reverberation law* is offered, starting from the assumption, that the sound energy can be taken to be uniformly distributed through space and travelling isotropically in all directions.

Digitized by Google

EEN SCHOOLPROEF OVER DE BAAN VAN EEN VALLEND VOORWERP

door J. BOUMAN en W. F. DE JONG.

In de volgende bladzijden willen we een proef beschrijven, die wellicht bij het mechanica-onderwijs haar nut kan hebben, te meer daar ze, bij niet al te groote klassen, onder de les, en met medewerking van enkele leerlingen, kan worden gedaan.

Bij de bespreking van de paraboolbeweging is een der bekendste proeven, die, waar men water uit horizontale openingen laat stroomen. Welke voordeelen die proef ook heeft, als duidelijkheid en eenvoudigheid, toch heeft ze, naar onze meening, één bezwaar. Een waterstraal is namelijk niet een verzameling weggeschoten deeltjes, maar een veel ingewikkelder verschijnsel, dank zij de moleculaire krachten.

Het is om deze reden, dat wij naar een andere proef zochten, als 't ware als aanvulling op de reeds genoemde. Hierbij kwam het er dus op aan, werkelijk de beweging van een klein, vast lichaam na te gaan.

Een experiment, dat in deze richting wijst, is het volgende: Een balletje wordt met een horizontaal gerichte snelheid, die te regelen is, langs een zwart bord geworpen. Nadat het eindpunt van de baan vastgelegd is, kunnen op die manier overeenkomstig fig. 1, coördinaten geconstrueerd en desgewenscht de parabool ingeteekend worden. Op verschillende plaatsen kan men nu een bakje houden en het balletje daarin opvangen.

De beweging langs de geteekende baan is te snel, dan dat men zich met het oog alleen zou kunnen overtuigen; door het bord hellend te plaatsen kan dit bezwaar natuurlijk ondervangen worden, maar de proef heeft dan het groote nadeel, dat de wrijving van het balletje op het bord de uitkomsten minder zuiver maakt.

Om alle opgesomde bezwaren te ontgaan, kwam de gedachte bij ons op de baan van een vrij vallend voorwerp te fotografeeren. De opnamen werden aanvankelijk gemaakt met een verzilverd balletje, dat door terugkaatsing van een zonnebeeldje helder tegen den achtergrond afstak. Het bleek echter, dat de beweging van het balletje zoo snel is, dat de uitkomst zeer onbevredigend blijft. Slechts met een lichtsterk objectief en een zeer donkere achtergrond krijgt men een eenigszins duidelijke parabool op de plaat. Misschien

Digitized by Google

zou een betere uitkomst te verkrijgen zijn met een wit, dus diffuus reflecteerend balletje, of met een zwarten bal tegen een lichten achtergrond, maar dit hebben wij niet meer op de proef gesteld.

De proef gelukt beter met lichamen, die zelf lichtgevend zijn. Houten balletjes van 1 à 2 cm middellijn worden bedekt met een papje van ongeveer de volgende samenstelling: 4 vol. deelen gepoederde suiker, 2 deelen kaliumchloraat, 1 deel magnesiumpoeder en een paar druppels arabische gom. Na enkele uren is het eenige millimeters dikke laagje gedroogd. Richt men de proef nu zoo in, dat het met een Bunsenvlam ontstoken balletje van een hoogte van 3 of 4 m. wordt weggeworpen, dan kan de baan in het donker gemaakte lokaal gemakkelijk als een tijdopname worden gefotografeerd. Daarna wordt op dezelfde plaat en zonder het toestel verplaatst te hebben, nog een opname van een schietlood gemaakt, zoodat naderhand een coördinatennet nauwkeurig verticaal aangebracht kan worden, direct op het negatief of op een doorschijnend papier.

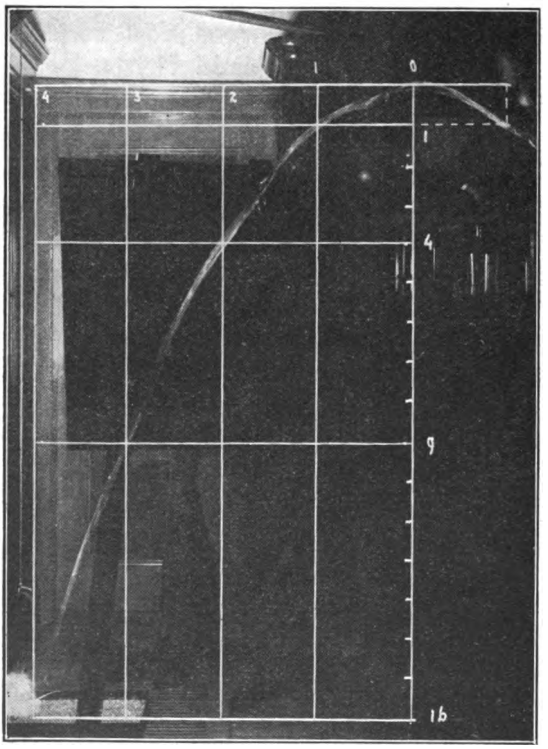


Fig. 1.

Baan van een weggeworpen lichtgevend balletje. Geheel links is het schietlood zichtbaar.

In fig. 1 is een afbeelding van ons resultaat weergegeven. De top van de parabool is bepaald door een horizontale koorde loodrecht middendoor te deelen. Vervolgens is met behulp van dit punt en het laagste punt van de baan een rechthoek geconstrueerd, waarvan de horizontale zijde in 4 en de verticale in 4^2 gelijke deelen is verdeeld. Het blijkt, dat de baan practisch zonder

Digitized by Google

afwijking den paraboolvorm heeft en opvallend scherp door de aangegeven punten verloopt. Ter contrôle zou men in de punten 1—1, 2—4, 3—9 en 4—16 de raaklijnen kunnen construeeren, b.v. voor het punt 2—4 door dit punt te verbinden met 3—8, ook deze raaklijnen sluiten goed aan.

De kleine onregelmatigheden in de baan vinden waarschijnlijk haar verklaring in het feit, dat het balletje tijdens den val in wenteling verkeert. De lussen, die door deze oorzaak zouden ontstaan, moeten bij eenparige rotatie regelmatig in de lengte toenemen, hetgeen op de foto ook bij benadering het geval is.

Keert men de redeneering om en neemt men aan, dat de wenteling eenparig is, dan kan men uit de opname tevens de snelheid van het lichaam ongeveer aflezen. Misschien is het zelfs mogelijk, door de brandbare massa langs den aequator of een gedeelte van den aequator aan te brengen, het effect nog regelmatiger te voorschijn te roepen.

Summary.

A schoolexperiment is described to take photographs of parabolic motion by very simple means within the reach of the greater part of the pupils.

Delft. Gymnasium, Juli 1927.

OVER DE STRUCTUUR VAN MILLERIET

door H. W. V. WILLEMS.

Over de structuur van het mineraal Milleriet—*Ni S*, zijn reeds een aantal onderzoekingen verricht. Het eerst en het volledigst is de structuur onderzocht door N. Alsén [1]), die uitgaande van eenige onderstellingen voor Milleriet vond de ruimtegroep C_{3v}^5 en de coordinaten

$$Ni: u\,0\,0;\ 0\,u\,0;\ 0\,0\,u$$
$$S: x\,x\,z;\ z\,x\,x;\ x\,z\,x$$

waarin $u = {}^1/_3$; $x = 0{,}70$ en $z = 0{,}43$.

Ter mijner beschikking stonden 9 opnamen volgens de belichtingsmethode Debije-Scherrer waarvan 6 opgenomen met $Fe_{K_{\alpha\text{ en }\beta}}$- en 3 met Cu_{K_α}-stralen, alsmede de door Alsén medegedeelde gegevens.

Geol. Fören. Stockholm. Förh. 47, p. 19, 1925.

Digitized by Google

De lijnen op genoemde opnamen voldoen aan de betrekking:

$$\sin^2 \frac{\vartheta}{2} = \frac{\lambda^2 \sin^2 \alpha\,(h^2+k^2+l^2) + 2\,\lambda^2\,(\cos^2\alpha - \cos\alpha)\,(hk+kl+hl)}{4\,r^2\,(1+2\cos^3\alpha - 3\cos^2\alpha)}$$

$$\sin^2 \frac{\vartheta}{2}\,(Fe_{K_\alpha}) = 0{,}106\,\{(h^2+k^2+l^2) + 1{,}620\,(hk+kl+hl)\}$$

waarin h, k en l zijn de indices volgens Miller (Zie tabel I).

TABEL I.

Vlak	$\sin^2 \frac{\vartheta}{2}$		Intensiteit		Vlak	$\sin^2 \frac{\vartheta}{2}$		Intensiteit	
	ber.	waarg.	ber.	waarg.		ber.	waarg.	ber.	waarg.
$(1\bar{1}0)$	0,040	0,040	130	4	$(\bar{4}21)$	509	—	17	
$(100)_\beta$	87	89	22	2	$(\bar{4}31)$	524	521	32	2
$(\bar{2}11)_\beta$	99	100	43	2	$(3\bar{1}0)$	545	546	147	4
(100)	106	106	155	4	$(22\bar{2})$	585	589	165	7
$(\bar{2}11)$	121	120	334	9	$(4\bar{3}0)$	590			
$(11\bar{1})_\beta$	121				$(\bar{4}20)_\beta$	615	614	68	2
$(2\bar{2}0)_\beta$	133	132	5	1	$(4\bar{4}1)_\beta$	619			
$(11\bar{1})$	147	148	222	5	$(\bar{5}22)_\beta$	619			
$(2\bar{1}0)_\beta$	154	160	63	2	$(3\bar{2}1)$	626	628	87	2
$(2\bar{2}0)$	161				$(\bar{5}32)_\beta$	630			
$(2\bar{1}0)$	187	186	179	5	$(4\bar{4}0)$	645	643	96	4
$(2\bar{2}1)_\beta$	220	218	69	3	$(\bar{4}32)$	670	668	93	4
$(\bar{3}21)_\beta$	232	231	28	1	$(\bar{4}11)$	707	712	108	6
$(\bar{3}11)_\beta$	253	253	28	1	$(\bar{4}20)$	746	750	477	20
$(22\bar{1})$	267	267	485	10	$(4\bar{4}1)$	751			
$(\bar{3}21)$	282	282	196	7	$(\bar{5}22)$	751			
$(3\bar{3}0)_\beta$	299	298	27	1	$(\bar{5}32)$	765	763	181	6
$(\bar{3}11)$	308	307	198	7	$(3\bar{3}2)$	788	793		
$(110)_\beta$	316	317	22	1	$(\bar{5}31)$	792			
$(\bar{3}20)$	348	347	103	3	(111)	835	—		
$(3\bar{3}0)$	363	361	187	7	$(\bar{5}41)$	848	847		
(110)	384	383	157	6	$(4\bar{3}1)$	868	873		
(200)	424	430	22	1	(210)	874			
$(\bar{3}22)$	429				$(5\bar{4}0)$	913	915		
$(\bar{4}31)_\beta$	432				$(\bar{5}21)$	948	955		
$(2\bar{1}1)$	464	468	18	1	$(\bar{5}33)$	953			
$(3\bar{3}1)$	467				$(22\bar{1})$	955			
$(\bar{4}22)$	484	482	56	3	(300)	955			

Digitized by Google

Hierin is $\alpha = 116° 35'$ en $r = 5{,}65^5$ Å; met 3 moleculen per elementairen rhomboëder en een berekend $S.G = 5{,}25$ (Doelter und Leitmeier Handbuch der Mineralchemie 1926, IV, 1, p. 700 $S.G$ 5,26—5,30), hetgeen zeer goed overeenstemt met de waarden door N. Alsén en anderen [1]) gevonden. Ter vergelijking zijn de door Alsén, Ott en ons gevonden waarden in onderstaande tabel bijeengevoegd

TABEL II.

	a in Å	c in Å	$\frac{c}{a}$	r in Å	α
Alsén	9.60	3,15	0,328	5,64	116° 6
Ott	9,61	$3{,}15^5$	0,329		
Willems	9.62	3,17	$0{,}329^5$	$5{,}65^5$	116° 35′

Als Milleriet inderdaad volgens een rhomboedrisch tralie, met de beschreven cel is opgebouwd en de 3 *Ni*-atomen, zoowel als de 3 *S*-atomen onderling gelijkwaardig zijn, dan moeten de kristallen tot een der volgende ruimtegroepen behooren [2]).

C_3^4 *m. n. p; p. m. n; n. p. m.*

C_{3i}^2 $^1/_2$ 0 0; 0 $^1/_2$ 0; 0 0 $^1/_2$; $^1/_2$ $^1/_2$ 0; $^1/_2$ 0 $^1/_2$; 0 $^1/_2$ $^1/_2$,

C_{3v}^5 *m m p; p m m: m p m,*

D_3^1 0 *p* $\bar{p}$; $\bar{p}$ 0 *p*; *p* $\bar{p}$ 0; $^1/_2$ *p* $\bar{p}$: $\bar{p}$ $^1/_2$ *p*; *p* $\bar{p}$ $^1/_2$,

$D_{3d}^5 = C_{3i}^2$.

Dat de chemisch gelijke atomen onderling niet gelijkwaardig zouden zijn, is hier zeer onwaarschijnlijk, omdat in dat geval de 3 atomen allen komen te liggen op de drietallige hoofdas. Bij een gelijkmatige verdeeling langs die as, is de beschikbare lengte per atoom $3{,}17/3 = 1{,}06$ Å, hetgeen stellig te weinig is.

Ter bepaling van de ruimtegroep en de coordinaten der atomen zijn voor eenige vlakken uitvoerige intensiteitsberekeningen gemaakt volgens de formule:

$$I = |S|^2 n \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2} \cos \frac{\vartheta}{2}}.$$ [3])

1) Ott. Zt. f. Kr. 63, 1926, p. 222.

2) Niggli. Geometrische Kristallographie des Diskontinuums.

3) $|S|^2$ = structuurfactor
n = aantal vlakken der eenheidsvorm
$1 + \cos^2 \vartheta$ = polarisatiefactor.
$\frac{1}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2} \cos \frac{\vartheta}{2}}$ /// Lorentzfactor.

Digitized by Google

Uit de berekeningen volgt voor Milleriet als waarschijnlijke ruimtegroep C_{3v}^5 (ditrigonaal pyramidaal) met de coordinaten:

$$Ni = u\,0\,0;\ 0\,u\,0;\ 0\,0\,u$$
$$S = x\,x\,z;\ z\,x\,x;\ x\,z\,x$$

waarin $u = 0{,}26^5$; $x = 0.75$ en $z = 0{,}41$.

De overeenstemming tusschen berekende en waargenomen intensiteiten is bevredigend en beter dan bij de door N. Alsén gevonden structuur (zie tabel en fotometerdiagram). In 't bijzonder is dit het geval bij de in onderstaande tabel vermelde vlakken.

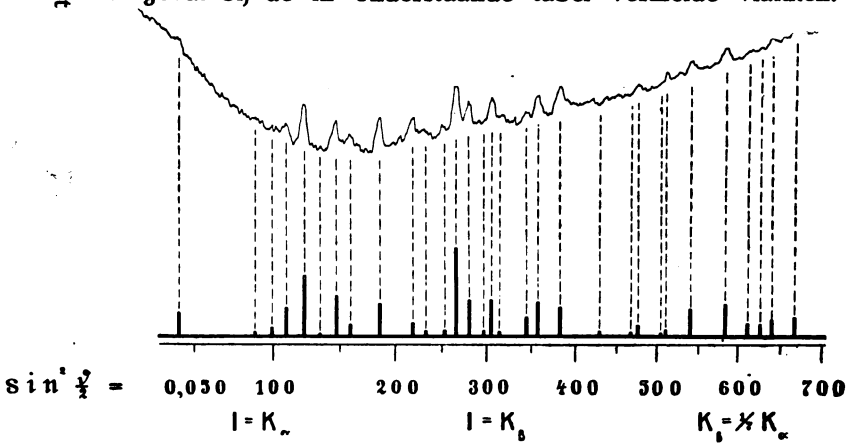


Fig. 1.
Fotometerdiagram en berekende intensiteiten.

TABEL III.

Vlak	Intensiteit Alsén ber.	Alsén waarg.	Willems ber.	Willems waarg.	Vlak	Intensiteit Alsén ber.	Alsén waarg.	Willems ber.	Willems waarg.
$(1\bar{1}\bar{0})$	50	$2^1/_2$	130	4	(200)	14	$1^1/_2$	22	1
(100)	11	2	155	4	$(\bar{3}22)$				
$(\bar{2}11)$	393	$6^1/_2$	334	9	$(\bar{4}31)_\beta$				
$(11\bar{1})_\beta$					$(2\bar{1}1)$	107	$1^1/_2$	18	1
$(11\bar{1})$	278	$4^1/_2$	222	5	$(3\bar{3}1)$				
$(2\bar{1}\bar{0})_\beta$			63	2	$(\bar{4}22)$	118	$3^1/_2$	56	3
$(22\bar{0})$	18	$2^1/_2$			$(3\bar{2}1)$	57	$1^1/_2$	87	2
$(\bar{3}21)$	86	5	196	7	$(\bar{5}32)_\beta$				
$(\bar{3}11)$	215	5	198	7	$(\bar{4}\bar{4}0)$	43	$3^1/_2$	96	4
$(3\bar{2}0)$	138	$3^1/_2$	103	3	$(\bar{4}32)$	126	$3^1/_2$	93	4
$(\bar{3}30)$	327	$5^1/_2$	187	7	$(\bar{4}11)$	83	$3^1/_2$	108	6

Digitized by Google

Tenslotte willen wij nog opmerken, dat niet zooals door N. Alsén werd aangenomen, 5 *Ni* atomen op gelijken afstand om één *S* atoom zijn gegroepeerd, maar dat een *S* atoom is omgeven door 3 *Ni* op een afstand van 2,24 *Å*; 2 op een afstand van 2,43 *Å* en nog 1 op een afstand van 3,45 *Å* (zie fig.).

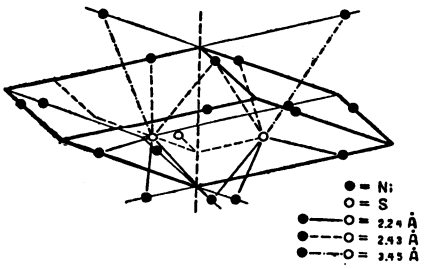


Fig. 2.
Schets van de ligging der atomen in Milleriet (ter verduidelijking der teekening is de verhouding *c*/*a* te groot genomen).

Zeer veel dank ben ik verschuldigd aan Prof. Ir. J. A. Grutterink, voor zijn welwilllende toestemming om in het Lab. v. Delfstofkunde der Techn. Hoogeschool onderzoekingen te mogen verrichten en aan Ir. W. F. de Jong voor zijn voortdurende hulpvaardigheid en de bereidwilligheid, waarmede hij een door hem genomen opname te mijner beschikking heeft gesteld.

Delft.

LAB. VOOR DELFSTOFKUNDE
DER TECHNISCHE HOOGESCHOOL.

DE BEWEGINGSVERGELIJKINGEN VAN LAGRANGE VOOR EEN STELSEL VAN GELADEN DEELTJES.

door J. BOUMAN.

§ 1. Het is bekend, dat een geladen deeltje zich gedraagt, alsof zijn massa toegenomen is. Voor kleine snelheden en versnellingen — een eenigszins vage bepaling, die we echter hier niet behoeven te preciseeren — wordt deze electromagnetische massa voor een bolvormig electron voorgesteld door

$$m_e = \frac{2}{3}\frac{e^2}{s\,c^2}.$$

e lading in electrostatische eenheden,
c lichtsnelheid,
s straal van het electron, welks lading gelijkmatig over het oppervlak is verdeeld.

Digitized by Google

Heeft het deeltje een snelheid v, dan zal de energie, van die snelheid afhankelijk, worden voorgesteld door

$$\frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} m_e v^2 .$$

Mag men nu al in het algemeen, om de totale energie te verkrijgen, voor een stelsel electronen de bovenstaande uitdrukking voor alle deeltjes sommeeren, streng geoorloofd is dit niet [1]). In 't bijzonder kan men niet zeggen, dat de electromagnetische massa van een electron de som is van de massa's van de volumenelementjes, waaruit het electron is opgebouwd.

Het is nu mogelijk, de mechanica van een systeem geladen deeltjes in eenvoudige differentiaalvergelijkingen te beschrijven, en het is merkwaardig, dat deze den vorm van de vergelijkingen van Lagrange aannemen.

§ 2. Wij willen eerst den invloed nagaan, die een electromagnetisch veld op een geladen deeltje uitoefent. Een dergelijk veld kan steeds worden aangegeven met behulp van twee potentialen, φ en $\vec{a}$ [2]), te weten:

$$\begin{aligned} \vec{d} &= -\operatorname{grad} \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{a}}{\partial t}, \\ \vec{h} &= \operatorname{curl} \vec{a}. \end{aligned} \tag{1}$$

Verder wordt de kracht, die een lading e van een veld ondervindt, voorgesteld door

$$\vec{k} = e \left(\vec{d} + \frac{1}{c} [\vec{v}\, \vec{h}] \right). \tag{2}$$

Wanneer men nu in (2) de potentialen invoert, en bovendien $\partial \vec{a} / \partial t$ in de formule vervangt door $d\vec{a} / dt$, de verandering van $\vec{a}$, van uit het zich bewegende deeltje beschouwd, met behulp van

$$\frac{d\vec{a}}{dt} = \frac{\partial \vec{a}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \vec{a}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \vec{a}}{\partial y} + v_z \frac{\partial \vec{a}}{\partial z}, \tag{3}$$

---

1) Lorentz. Theory of Electrons 2 nd. Ed. § 36.
2) Lorentz t. a. p. § 13.

Digitized by Google

dan vindt men voor (2)

$$\vec{k} = e\left(-\frac{1}{c}\frac{d\vec{a}}{dt} + \text{grad}\,\frac{1}{c}(\vec{v}\,\vec{a}) - \text{grad}\,\varphi\right).$$

De bewegingsvergelijking van het deeltje is, indien wij verder de hoeveelheid van beweging, te danken aan zijn eigen electromagnetisch veld, samennemen met die van niet-electromagnetischen oorsprong in de formule die de relativiteitstheorie leert,

$$-\vec{k} + \frac{d}{dt}(\mu\vec{v}) = 0,$$

$$\mu = \frac{m}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

Vullen we hierin nu de laatst gevonden uitdrukking voor $\vec{k}$ in, dan vinden we

$$\frac{d}{dt}\left(\mu\vec{v} + \frac{e}{c}\vec{a}\right) - \text{grad}\,\frac{e}{c}(\vec{v}\,\vec{a}) + \text{grad}\,e\varphi = 0. \qquad (4)$$

Terloops willen we opmerken, dat deze vergelijking den vorm van de vergelijking van Lagrange heeft:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial}{\partial v_x}L\right) - \frac{\partial}{\partial x}L = 0,$$

als

$$L = -mc^2\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} + \frac{e}{c}(v_x a_x + v_y a_y + v_z a_z) - e\varphi.$$

In de uitdrukking voor L komen de snelheidscomponenten ook lineair voor, dit geeft een mathematische uitdrukking aan het feit, dat uitwendige magnetische krachten dezelfde werking hebben als gyroscopische krachten in de mechanica. Ook deze verraden zich door lineaire termen in de kinetische energie [1])

§ 3. Wij zullen nu, de bewegingsvergelijkingen (4) gebruikende, ons het veld denken te zijn voortgebracht door andere geladen deeltjes. Men kan in de volgende afleidingen zonder eenig bezwaar ook nog een uitwendig veld blijven aannemen. Om de formules niet te lang te maken, zullen we echter alleen het veld, door andere deeltjes te weeg gebracht, in de formule invoeren.

[1]) Webster. Dynamics 2nd ed. pag. 104.

Digitized by Google

Wij denken ons nu een verzameling van k deeltjes als een mechanisch systeem, dat dus $3k$ coordinaten bezit. Voor een der deeltjes, dat we den index i toekennen, willen we nu de x—component van de bewegingsvergelijkingen opschrijven, en daartoe φ en $\vec{a}$, door de andere deeltjes op de plaats van dat deeltje te weeg gebracht, berekenen.

Voor het veld, dat een geladen deeltje te weeg brengt, zijn formules gegeven door A. D. Fokker [1]).

De potentialen hangen niet af van den gelijktijdigen stand der lading, maar van den effectieven stand. Deze is bereikt op een tijdstip, een tijd τ voor het beschouwde tijdstip, zóó, dat τ de tijd is, waarin het licht den afstand van den effectieven stand der lading naar het stelpunt doorloopt. Wanneer nu τ zoo klein is, dat de afstand van den effectieven stand naar den gelijktijdigen in een reeks van Taylor kan worden ontwikkeld:

$$x_e = x - v_x \tau + \frac{1}{2} \dot{v}_x \tau^2 \ldots .$$

en bovendien $\vec{v}$, $\dot{\vec{v}}\,\tau$, $\ddot{\vec{v}}\,\tau^2 \ldots .$ klein zijn t.o.v. de snelheid van het licht, vinden we

$$\vec{a} = \frac{e}{c}\frac{\vec{v}}{r} + \ldots . , \tag{5}$$

$$\varphi = \frac{e}{r} + \frac{e}{2c^2 r}\left[\vec{v}^2 - (\vec{r}\,\dot{\vec{v}}) - \frac{(\vec{r}\,\vec{v})^2}{r^2}\right] + \ldots . , \tag{6}$$

waarin $\vec{r}$ voorstelt den vector van den gelijktijdigen stand van het deeltje tot het stelpunt.

Wij moeten van φ twee termen opschrijven, omdat in de uitdrukking (2) voor $\vec{k}$, naast $\vec{d}$ ook $[\vec{v}\,\vec{h}]/c$ voorkomt. Deze laatste heeft een factor $1/c^2$, en wij moeten dus ook in $\vec{d}$, en in φ, de termen met $1/c^2$ behouden. Verder beperken we ons tot de benadering, die we hier boven gaven. Voeren we namelijk de volgende termen van de reeksontwikkelingen in, dan krijgen we termen, die met den stralingsweerstand samenhangen. De bewegingsvergelijkingen, dan verkregen, zullen niet meer die van een conservatief, maar van een dissipatief systeem zijn. Het gebruik van (5) en (6) legt ons dus zekere beperkingen op voor de snelheden,

[1]) Physica I pag. 129.

Digitized by Google

versnellingen en onderlinge afstanden van de deeltjes, welke alle beneden zekere grenzen moeten blijven.

§ 4. Alvorens de formules (5) en (6) nu toe te passen, willen we eerst (6) in een eenvoudiger gedaante brengen. Uit de definitie van $\vec{r}$ volgt, dat

$$\frac{\partial}{\partial t}\vec{r} = -\vec{v}.$$

Daarmee vinden we

$$\varphi = \frac{e}{r} - \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{e}{2c^2 r}(\vec{r}\,\vec{v})\right]. \tag{6a}$$

Nu zijn dus φ_i en $\vec{a}_i$, de potentialen van het veld der overige deeltjes j op de plaats van i, met de in het oog gevatte benadering, bepaald door

$$\varphi_i = \sum_{1\ldots k}(j)\left\{\frac{e_j}{r_{ij}} - \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{e_j}{2c^2 r_{ij}}(\vec{r}_{ij}\,\vec{v}_j)\right]\right\},$$
$$\vec{a}_i = \sum_{1\ldots k}(j)\frac{e_j \vec{v}_j}{c\, r_{ij}}, \qquad j \neq i. \tag{7}$$

In overeenstemming met boven is hier $\vec{r}_{ij}$ de vector afstand van j naar i.

Het biedt nu voordeel, in φ_i de verandering naar den tijd in te voeren, beschouwd van uit het bewegende deeltje i (3). Dan is

$$\varphi_i = \Sigma_j \frac{e_j}{r_{ij}} - \frac{d}{dt}\Sigma_j \frac{e_j}{2c^2 r_{ij}}(\vec{r}_{ij}\,\vec{v}_j) +$$
$$+\left(v_{xi}\frac{\partial}{\partial x_i} + v_{yi}\frac{\partial}{\partial y_i} + v_{zi}\frac{\partial}{\partial z_i}\right)\Sigma(j)\frac{e_j}{2c^2 r_{ij}}(\vec{r}_{ij}\,\vec{v}_j).$$

Voert men de differentiatie naar $x_i\, y_i\, z_i$ uit, dan wordt

$$\varphi_i = \Sigma_j \frac{e_j}{r_{ij}} - \frac{d}{dt}\Sigma_j \frac{e_j}{2c^2 r_{ij}}(\vec{r}_{ij}\,\vec{v}_j) +$$
$$+\Sigma_j \frac{e_j(\vec{v}_i\,\vec{v}_j)}{2c^2 r_{ij}} - \Sigma_j \frac{e_j(\vec{r}_{ij}\,\vec{v}_i)(\vec{r}_{ij}\,\vec{v}_j)}{2c^2 r_{ij}^3}.$$

Digitized by Google

Wanneer we nu ten slotte φ_i en $\vec{a}_i$ in de bewegingsvergelijking (4) invullen:

$$\frac{d}{dt}\left(\mu_i v_{xi} + \frac{e_i}{c} a_{xi}\right) - \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{e_i}{c}(\vec{v}_i \vec{a}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} e_i \varphi_i = 0,$$

dan kunnen we voor $\partial \varphi_i / \partial x_i$ in de 2de term van φ_i de differentiatie naar x_i uitvoeren, om hem dan bij

$$\frac{d}{dt}\left(\mu_i v_{xi} + \frac{e_i}{c} a_{xi}\right)$$

te voegen. Het resultaat is

$$\frac{d}{dt}\left(\mu_i v_{xi} + \sum_j \frac{e_i e_j}{c^2 r_{ij}} v_{jx} - \sum_j \frac{e_i e_j}{2 c^2 r_{ij}} v_{jx} + \sum_j \frac{e_i e_j (x_i - x_j)(\vec{r}_{ij} \vec{v}_j)}{2 c^2 r_{ij}^3}\right) -$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\sum_j \frac{e_i e_j}{c^2 r_{ij}}(\vec{v}_i \vec{v}_j) - \sum_j \frac{e_i e_j}{2 c^2 r_{ij}}(\vec{v}_i \vec{v}_j) + \sum_j \frac{e_i e_j}{2 c^2 r_{ij}^3}(\vec{r}_{ij} \vec{v}_i)(\vec{r}_{ij} \vec{v}_j)\right) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_j \frac{e_i e_j}{r_{ij}} = 0. \qquad (8)$$

Dit is de gezochte bewegingsvergelijking. Men ziet, dat in de eerste regel de tweede en derde term, in de tweede regel de eerste en tweede kunnen worden samengenomen. Verder ziet men zonder moeite in, dat (8) kan worden geschreven:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial v_{xi}}\right) - \frac{\partial}{\partial x_i} L = 0,$$

als

$$L = \sum_i - m_i c^2 \sqrt{1 - v_i^2/c^2} + \frac{1}{2}\sum_{i,j} \frac{e_i e_j}{2 c^2 r_{ij}}(\vec{v}_i \vec{v}_j) -$$

$$- \frac{1}{2}\sum_{ij} \frac{e_i e_j}{2 c^2 r_{ij}^3}(\vec{r}_{ij} \vec{v}_i)(\vec{r}_{ji} \vec{v}_j) - \frac{1}{2}\sum_{ij} \frac{e_i e_j}{r_{ij}}, \qquad i \neq j \qquad (9)$$

waarbij in den voorlaatsten term van L terwille van de symmetrie $(\vec{r}_{ij} \vec{v}_j)$ door $(\vec{r}_{ji} \vec{v}_j)$ is vervangen, en daartoe het teeken veranderd is.

Digitized by Google

Als hoeveelheid van beweging in het electromagnetische systeem kan men voor het deeltje dus rekenen

$$\mu \vec{v}_i + \sum_j \frac{e_i e_j}{2 c^2 r_{ij}} \left(\vec{v}_j + \vec{v}_{jr} \right),$$

waarin $\vec{v}_{jr}$ de component van $\vec{v}_j$ langs $\vec{r}_{ij}$ beteekent.

Summary.

The equations of motion for a system of charged particles have been put into the Lagrangian form, taking into account the effects of the retarded electric and magnetic potentials to a degree of approximation where radiation can be neglected.

The Lagrangian function is found to contain, accounting for the mutual electromagnetic action of the particles, a quadratic function of the velocities:

$$\frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{e_i e_j}{2 c^2 r_{ij}} \left\{ (\vec{v}_i \vec{v}_j) - \frac{(\vec{r}_{ij} \vec{v}_i)(\vec{r}_{ji} \vec{v}_j)}{r_{ij}^2} \right\},$$

where in the summation each pair of particles m and n has to be counted twice as $ij = m\,n$ and $ij = n\,m$.

Delft. GYMNASIUM.

HET METEN VAN CAPACITEITEN EN HET AANTOONEN VAN CAPACITEITSVERANDERINGEN

door J. W. ALEXANDER.

In het volgende wordt een methode beschreven tot het meten van capaciteiten en capaciteitsveranderingen, die zich ook leent voor het bepalen van diëlectriciteitsconstanten, het meten van kleine afstanden, enz.

De nauwkeurigheid van de meting hangt samen met de aflezingsfouten van een precisie-condensator, terwijl de methode tot het aantoonen van capaciteitsvariaties het mogelijk maakt, dat een zeer kleine verandering meetbaar wordt.

Principe van de meting.

De meting geschiedt volgens een substitutiemethode, waarbij serieschakeling van capaciteiten wordt toegepast. De totale capaciteit C der serieschakeling van C_1 (de variabele precisiecondensator) en C_2 (een condensator met bekende capaciteit) bedraagt

$$\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Digitized by Google

De te meten condensator, die de capaciteit C_x moge hebben, wordt parallel aan C_2 geschakeld, zoodat de totale capaciteit nu bedraagt

$$C' = \frac{C_1 (C_2 + C_x)}{C_1 + (C_2 + C_x)}.$$

Vervolgens wordt C_1 gevarieerd tot C_1', zoodanig dat de totale capaciteit C' weer dezelfde grootte heeft als voor de parallelschakeling, dus gelijk aan een bedrag C. Hieruit is te bepalen

$$C_x = \frac{C_2^2 (C_1 - C_1')}{C_1' (C_1 + C_2) - C_1 C_2}. \qquad (1)$$

Fig. 1 moge dit nader toelichten.

In deze fig. is uitgezet C_1 als $a\,b$, C_2 als $c\,d$ hieraan evenwijdig, terwijl $a\,c$ loodrecht hierop een willekeurige lengte heeft. De snijding van $a\,d$ en $b\,c$ geeft het punt e, de loodlijn $e\,f$ op $a\,c$ geeft de lengte C.

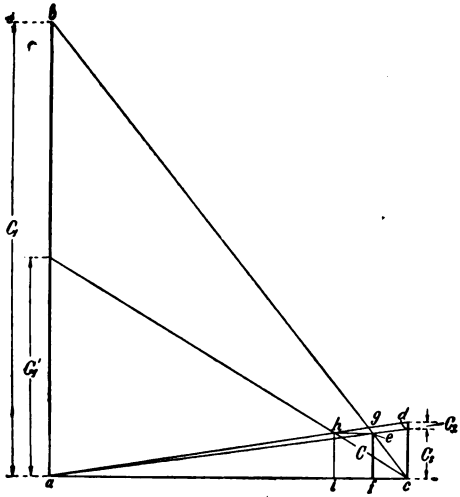


Fig. 1.

Het bewijs van deze constructie luidt als volgt:

Wegens de gelijkvormigheid der driehoeken $f\,e\,c$ en $a\,b\,c$ is $C : C_1 = f\,c : a\,c$.

Op gelijken grond geldt voor de zijden der driehoeken $a\,f\,e$ en $a\,c\,d$, dat $C : C_2 = a\,f : a\,c$.

Uit de laatste vergelijking volgt:

$$C_2 - C : a\,c - a\,f = C_2 : a\,c$$
$$C_2 - C : \quad f\,c \quad = C_2 : a\,c$$
$$f\,c \quad = a\,c \quad \frac{C_2 - C}{C_2}.$$

Dus

$$C : C_1 = a\,c \frac{C_2 - C}{C_2} : a\,c$$
$$= C_2 - C : C_2$$
$$C_1 C_2 = C_1 C + C C_2$$
$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Digitized by Google

Deze zelfde constructie kan ook dienen om parallelschakeling van weerstanden aan te geven, immers de formule daarvoor luidt:

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

Wordt de capaciteit C_2 vergroot met C_x, dan verplaatst het punt e zich naar g. De totaal capaciteit is toegenomen, want g ligt boven de niveau-lijn $e\,h \,//\, a\,c$ waarvoor C dezelfde waarde bezit.

Teneinde g weer op dit niveau te brengen, moet C_1 veranderd worden in C_1', zoodat $g\,f$ verandert in $h\,i$.

De totale capaciteit C' moet dus gelijk aan C ingesteld kunnen worden. Hiervoor kan dienen het volgende:

Principe voor het aantoonen van capaciteitsveranderingen.

Hiertoe wordt een zelfinductie aan de capaciteit geschakeld, zoodat een trillingskring ontstaat. In deze kring wordt een wisselspanning geinduceerd. Bij een bepaalde waarde van de veranderlijke capaciteit, dus van de eigentrilling van den kring zal resonantie optreden, waarbij de stroom door en dus ook de spanning aan de capaciteit een maximale waarde bereikt.

De capaciteitsvariatie wordt nu gemeten als spanningsvariatie en deze $d\,V \,/\, d\,C$ zal maximaal zijn waar $d^2\,V \,/\, d\,C^2 = 0$, d.w.z. in het buigpunt der $V - C$ kromme of in het bij benadering rechte deel daarvan.

Deze spanningsvariaties zijn aan te toonen met behulp van een triode in roosterdetectie-schakeling, waarbij in de plaatkring een galvanometer geschakeld wordt.

Principe-schema van de schakeling. (Zie fig. 2).

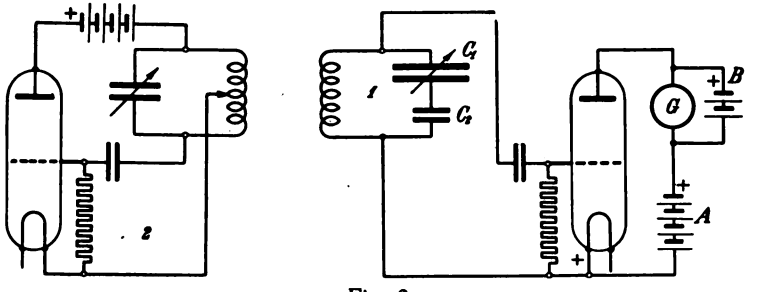


Fig. 2.

In deze figuur stelt 1 voor de hiervoor beschreven trillingskring met de capaciteiten C_1 en C_2. Verder is 2 de generator, die de

Digitized by Google

wisselspanning in den trillingskring induceert. G stelt voor de galvanometer, die doorloopen wordt door den stroom van de anodebatterij A en door die van de batterij B in tegengestelden zin, zoodat dus de uitslag van den galvanometer alleen te danken is aan de spanningsvariaties, die aan het rooster toegevoerd worden.

Hebben de leidingen van den condensator in den trillingskring naar de spoel een onderlinge capaciteit, dan zal dit niet de meting beinvloeden, daar door de substitutie-methode de invloed daarvan geelimineerd wordt.

Aantoonen van capaciteitsveranderingen.

Zooals reeds gezegd, worden deze aangetoond met behulp van de in fig. 2 geteekende triode in roosterdetectie-schakeling. Een nadere beschouwing van deze schakeling zal kunnen leeren van welke factoren de gevoeligheid afhankelijk is en hoe deze vergroot kan worden.

Wanneer de aan den rooster toegevoerde wisselspanning valt op het gekromde gedeelte der roosterstroom-karakteristiek, dan is de waarde van de detectiespanning, d. i. de gelijkspanning, die tengevolge van het niet-lineair verband van roosterspanning en roosterstroom op den rooster komt, bij benadering (althans voor groote waarden daarvan) gelijk aan de topwaarde der wisselspanning. Wordt deze nu toegevoerd in het bij benadering rechte gedeelte der plaatstroom-roosterspanning-karakteristiek, dan zal dus, ten slotte, de anodestroom-variatie bij benadering recht evenredig zijn met de wisselspanning-variatie, die aan het rooster opgedrongen wordt.

De gemeten stroomvariaties zijn dus evenredig met de spanningsvariaties, die tengevolge van capaciteitsverandering aan de capaciteit ontstaan.

Hiervoor is reeds vermeld, dat de capaciteitsverandering wordt gemeten als spanningsvariatie. En de spanning ontstaat door het vormen van een trillingskring waarin een wisselspanning induceerend werkt. Dan zal bij een bepaalde waarde van de capaciteit een maximale spanning optreden, m.a.w. de $V - C$ kromme vertoont de resonantie-piek. De bij een zekere dC behoorende dV zal maximaal zijn in de buigpunten der aldus verkregen resonantie-kromme.

Berekening der maximale dV / dC.

Het schema van den trillingskring geeft fig. 3, waarin E voorstelt

Digitized by Google

de door den generator geinduceerde spanning met frequentie w C de capaciteit, L de zelfinductie, R de hoogfrequent weerstand van den kring.

De spanningsvergelijking voor dezen kring luidt:

$$E + L\frac{di}{dt} + V + Ri = 0 \quad (1)$$

waarin V dus de condensatorspanning voorstelt.

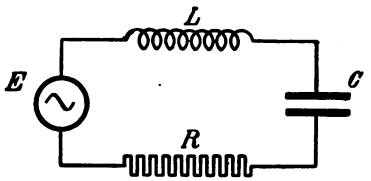


Fig. 3.

Of, vergelijking (1) naar den tijd gedifferentieerd

$$\frac{dE}{dt} + L\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{i}{c} + R\frac{di}{dt} = 0. \quad (2)$$

In complexe schrijfwijze, als j inplaats van $\sqrt{-1}$ geschreven wordt:

$$\bar{E} + jwL\bar{i} + \bar{V} + R\bar{i} = 0 \quad (1')$$

$$jw\bar{E} - w^2L\bar{i} + \frac{\bar{i}}{C} + jwR\bar{i} = 0. \quad (2')$$

De laatste vergelijking levert:

$$\bar{i} = \frac{-jw\bar{E}C}{1 - w^2LC + jwRC}.$$

Dit gesubstitueerd in (1') geeft

$$-\bar{V} = \frac{\bar{E}}{1 - w^2LC + jwRC},$$

waaruit volgt de max. waarde

$$V_m = \frac{E_m}{\sqrt{(1 - w^2LC)^2 + w^2R^2C^2}}.$$

Gezocht wordt nu de waarde voor C, waarbij dV/dC max. wordt. Dit zal het geval zijn, waar $d^2V/dC^2 = 0$.

Ter bepaling van d^2V/dC^2 worde $[(1 - w^2LC)^2 + w^2R^2C^2]$ genoemd p.

Dan zal

$$\frac{1}{\bar{E}}\frac{d^2V}{dC^2} = p^{-5/2}\left[\frac{3}{4}\left(\frac{dp}{dC}\right)^2 - \frac{1}{2}p\frac{d^2p}{dC^2}\right]$$

Digitized by Google

en $$\frac{d^2 V}{d C^2} = 0 \text{ waar } \frac{3}{4}\left(\frac{d p}{d C}\right)^2 - \frac{1}{2} p \frac{d^2 p}{d C^2} = 0,$$

of, na substitutie van p, $d p / d C$ en $d^2 p / d C^2$,

$$C^2 [2 w^6 L^4 + (R^2 + 2 w^2 L^2) 2 w^2 R^2] +$$
$$+ C [- 4 w^2 L (w^2 L^2 + R^2)] + (2 w^2 L^2 - R^2) = 0.$$

Deze vergelijking geeft:

$$C = \frac{\sqrt{2} w L \pm R}{w \sqrt{2} (w^2 L^2 + R^2)},$$

of, wanneer R^2 t.o.v. $w^2 L^2$ verwaarloosd mag worden:

$$C = \frac{1}{w^2 L} \pm \frac{R}{w^3 \sqrt{2} L^2}.$$

Daar bij resonantie C de waarde $1 / w^2 L$ heeft, geeft dus de tweede term van het tweede lid der laatste vergelijking het bedrag aan waarmee C in het buigpunt verschilt van de resonantiewaarde. Hoe kleiner nu de weerstand hoe dichter de buigpunten bij elkaar liggen, m.a.w. hoe smaller dus de resonantie-piek.

De aldus gevonden waarde van C wordt nu gesubstitueerd in:

$$\frac{d V}{d C} = - \frac{E}{2} p^{-\frac{3}{2}} \frac{d p}{d C}.$$

Dit geeft:

$$\frac{d V}{d C} = \left[\frac{R^2}{w^2 L^2}\left(\frac{3}{2} + \frac{R \sqrt{2}}{w L} + \frac{R^2}{2 w^2 L^2}\right)\right]^{-\frac{3}{2}} \times$$
$$\times w R \sqrt{2}\left(1 + \frac{R \sqrt{2}}{w L} + \frac{R^2}{2 w^2 L^2}\right).$$

Wanneer nu $R^2 / 2 w^2 L^2$ t.o.v. $R \sqrt{2} / w L$ vewaarloosd mag worden, dan volgt hieruit:

$$\frac{d V}{d C} = - E \frac{2}{3 \sqrt{3}} \frac{w^4 L^3}{R^3} = - E \frac{2}{3 \sqrt{3}} \frac{L}{C^2 R^2}. \qquad (3)$$

Deze vergelijking leert op welke wijze de steilheid vergroot kan worden, waarbij in aanmerking dient te worden genomen, dat R niet alleen met L samenhangt, maar ook van de frequentie afhankelijk is.

Maar niet alleen door geschikte keuze van zelfinductie en

Digitized by Google

capaciteit is de steilheid op te voeren. Een geheel andere methode tot het verkrijgen van grooter gevoeligheid kan gevonden worden in het verminderen van den Ohmsche weerstand door weerstandsreductie, zie o.a. Turner Outline of Wireless p 142. Dit kan uitgevoerd worden door in den anodekring der detectortriode een spoel te schakelen, die gekoppeld wordt met den trillingskring. Met de laatste methode is de steilheid der resonantiekromme en daarmede de gevoeligheid der meting sterk te vergrooten.

Zonder dit laatste evenwel is de resonantiekromme opgenomen, en wel de anodestroom i_a als functie van de capaciteit in den trillingskring. Hieruit is bepaald $d\,i_a / d\,C$ die in het buigpunt een waarde van $15 . 10^{-5} A / \mu\mu F$ bleek te hebben. Bij gebruik van een galvanometer, die slechts $10^{-8} A.$ per schaaldeel aanwijst, geeft één schaaldeel dus een capaciteitsverandering aan van $6{,}7\ 10^{-5} . \mu\mu F$. Hoe gevoeliger de galvanometer hoe kleiner capaciteitsverandering dus te constateeren valt.

Vergelijking met een andere methode.

Whiddington, — Phil. Mag. 40, 634, 1920 — afstandsvariaties bepalend met een zwevingsmethode, berekent dat zou kunnen worden aangetoond een $d\,x = 5 . 10^{-9}$ *cm.* De daarbij gebruikte capaciteit had een waarde van 532 *cm.* Hieruit volgt $d\,C = 1165 . 10^{-6} \mu\mu F$.

Bij de door mij beschreven methode had de capaciteit een waarde die 4 × kleiner was, dus voor dezelfde capaciteit als bij Whiddington zou $d\,V / d\,C$ volgens formule 4 berekend, 16 × kleiner worden bij dezelfde spoel, of 1 schaaldeel op een galvanometer met $10^{-8} A$ per schaaldeel zou niet meer overeenkomen met $6{,}7 . 10^{-5} \mu\mu F$, maar met een $d\,C$ van $1200 . 10^{-6} \mu\mu F$.

Het meten van capaciteiten.

Zooals hiervoor beschreven, is voor de meting behalve de precisie-condensator ook nog een condensator met bekende capaciteit (C_2 genoemd) noodig, waaraan dan de te meten capaciteit parallel geschakeld wordt. De capaciteit C_2 is als volgt te bepalen: schakel C_2 in serie met de precisiecondensator C_1, dan bedraagt de totale capaciteit

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Digitized by Google

Vervolgens wordt C_2 kortgesloten en C_1 gevarieerd tot C_1' zoodanig, dat de totale capaciteit dezelfde blijft. Hieruit is te berekenen

$$C_2 = \frac{C_1 C_1'}{C_1 - C_1'}.$$

Volgens fig. 1 is de invloed van C_x des te grooter naarmate C_2 kleiner is, ook blijkt een kleiner C_2 nauwkeuriger te bepalen. Dit laatste volgt uit de door eenvoudig differentieeren van de laatste vergelijking te vinden formule

$$d C_x = d C_1' \left[\frac{C_1}{C_1 - C_1'}\right]^2.$$

Nu bezat de precisiecondensator de minimale en maximale waarde van 51 en 1482 $\mu\mu F$, maar tusschen 120 en 1440 $\mu\mu F$ bleek de capaciteit een lineaire functie te zijn van de schaalverdeeling. Uit de gegevens van de ijktabel kon dus een zeer nauwkeurige formule opgesteld worden, die slechts gold tusschen 120 en 1440 $\mu\mu F$.

C_2 werd daarom bepaald op 130 $\mu\mu F$.

De te meten capaciteit C_x wordt nu parallel aan C_2 geschakeld en beide in serie met den precisiecondensator C_1, en deze gevarieerd tot C_1'. Zoodat de C_x dan bedraagt:

$$\frac{C_2^2 (C_1 - C_1')}{C_1' (C_1 + C)_2 - C_1 C_2}.$$

Bepaling van waarnemingsfouten.

Deze zijn te onderscheiden in aflezingsfouten op den precisiecondensator en waarnemingsfouten bij het bepalen van dezelfde totaalcapaciteit op den galvanometer. Deze bedraagt:

$$C = \frac{C_1' (C_2 + C_x)}{C_1' + C_2 + C_x}.$$

Hieruit volgt

$$d C_x = d C \frac{C_1' + C_2 + C_x}{C_1' - C}.$$

Zoo bedraagt b.v. de fout bij $C_x = 1000$ resp. 1 $\mu\mu F$ (terwijl $C_2 = 130\ \mu\mu F$) resp. 79 en 119 $d C$.

$d C$ hangt af van de galvanometergevoeligheid en van de steilheid der resonantiekromme (zie hiervoor: aantoonen van capaciteitsveranderingen). Bij gebruik van gevoeliger galvanometer

Digitized by Google

en steiler resonatiekromme wordt de waarneming nauwkeuriger, maar tegelijk de meting lastiger uit te voeren. Door geschikte keuze van de gebruikte instrumenten heeft men dit geheel in de hand.

Bij het bepalen van de aflezingsfout op den precisiecondensator is op te merken, dat deze gevarieerd wordt door draaiing van de as, waarbij één omwenteling overeenkomt met een capaciteitsverandering van 60,4545 $\mu\mu F$. 1 $\mu\mu F$ komt dus overeen met 16,5 schaaldeelen bij een schaal in 100 en met 165 schaaldeelen bij een schaal in 1000 deelen verdeeld.

Een aflezingsfout $d C_1$ in C_1 veroorzaakt

$$d C_x = d C_1 \left[\frac{C_2 C_1'}{C_1'(C_1 + C_2) - C_1 C_2}\right]^2$$

door differentiatie uit vergelijking 1 (p. 214) te vinden.

Zoo is b.v. voor $C_x = 1000\,\mu\mu F$, $C_1 = 1440\,\mu\mu F$, $C_2 = 130\,\mu\mu F$ $d C_x = 0{,}63\, d C_1$.

Voor $C_x = \mu\mu F$ en de andere capaciteiten dezelfde waarde $d C_x = 0{,}09\, d C_1$.

Een aflezingsfout $d C_1'$ in C_1' geeft een fout

$$d C_x = d C_1' \left[\frac{C_1 C_2}{C_1'(C_1 + C_2) - C_1 C_2}\right]^2.$$

Voor $C_x = 1000\,\mu\mu F$ en $1\,\mu\mu F$ resp. $d C_x = 73{,}5$ en $0{,}01\, d C_1'$.

Prof. Jhr. dr. G. J. Elias zou ik gaarne mijn dankbare erkentelijkheid willen betuigen voor zijn betoonde belangstelling en de vele daaruit voortvloeiende nuttige wenken.

Zusammenfassung.

Der vorangehende Artikel ist die Darstellung einer Messmethode, welche durch Reihenschaltung von Kapazitäten unter Benutzung des Wendepunktes der Resonanzkurve als Einstelkennzeichen erfolgt. Die gebrachte Theorie zeigt die Möglichkeiten die Empfindlichkeit wunschgemäss zu steigern.

Ein Vergleich mit der Methode Whiddington's, welche dasselbe Ziel nachstrebt, zeigt das erstere nicht empfindlicher ist.

Der Einfluss von Ablesungsfehlern wird berechnet.

Delft. ELECTROTECHNISCH LABORATORIUM DER TECHNISCHE HOOGESCHOOL.

Digitized by Google

BOEKBESPREKING.

H. Geiger und K. Scheel. **Handbuch der Physik,** Band XXIII, Elektronen, Atome, Moleküle, redigiert von H. Geiger, 568 blz., 148 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. R. M. 42,—, geb. R. M. 44,70.

Deze aflevering van het Handbuch der Physik mag zeker tot de best geslaagde gerekend worden. Gelijk bekend heeft de redactie van het handboek een in vele opzichten nieuwe clasificatie van de onderdeelen der natuurkunde ingevoerd, die haar beter scheen aan te passen bij den tegenwoordigen stand der natuurkunde. Deze regeling brengt met zich mee dat onderdeelen die in monographieen en in vroegere handboeken bij elkaar stonden nu op verschillende plaatsen, vaak in verschillende afleveringen behandeld worden. Vooral is dit opvallend voor de verschijnselen die men onder den naam radioactiviteit placht samen te vatten en waarvan b.v. in deze aflevering slechts een gedeelte behandeld wordt Het gevolg van zulk een regeling is wel dat eenzelfde questie vaak in meerdere bijdragen ter sprake komt, maar het komt mij voor dat dit aan de eenheid van het geheele werk geen afbreuk heeft gedaan en dat integendeel de gekozen classificatie uiterst gelukkig is uitvallen. Vooral geldt dit als men bedenkt dat we hier niet met een leerboek, maar in de eerste plaats met een handboek te maken hebben.

Het eerste hoofdstuk, Elektronen (82 blz.), van de hand van Gerlach, geeft een zeer volledig overzicht over de methoden en de uitkomsten van de proeven die uitgevoerd zijn ter bepaling van de grootte van het electrische elementaire quantum, en van de verhouding lading tot massa van het electron. Een zorgvuldige discussie is gegeven van de vele proeven waartoe de bewering van Ehrenhaft, dat hij subelectronen gevonden zou hebben aanleiding heeft gegeven. Eenig verzet zou ik willen aanteekenen bij § 30 waar de theoretische zijde van het probleem van de afhankelijkheid van de massa van het electron van zijn snelheid kort besproken wordt, en waar de schrijver het doet voorkomen alsof de bevestiging van de formule van Lorentz zou bewijzen dat de geheele massa van het electron van electromagnetische natuur is.

Hoofdstuk 2, Atomkerne (96 blz.), bevat twee bijdragen van Philipp (Kernladung, Kernmasse), een van Hahn (das α-Teilchen als Heliumkern), een van Lise Meitner (Kernstruktur) en een van Pettersson en Kirsch (Atomzertrümmerung). Naar aanleiding van Philipps deugdelijke bijdragen zou ik toch even willen protesteeren tegen de zoo vaak uitgesproken en ook hier herhaalde bewering (§ 11), dat Moseley door zijn beroemde proeven destijds bewezen zou hebben dat de constante die maatgevend is voor de Röntgenspectra der elementen de lading van den atoomkern zou zijn. Inderdaad konden deze proeven direct slechts bewijzen dat het aankwam op het rangnummer van het element in het systeem van Mendelejeff. Van Lise Meitners bijdrage valt onder meer te bewonderen de wijze waarop zij de overvloedige doch voor het meerendeel ephemere phantasieën der laatste jaren over de structuur der atoomkernen is voorbijgegaan. Haar argumenten ervoor, dat een radioactief atoom zijn γ-straal pas na de uitwerping van het α- of β-deeltje uitzendt zijn kort en klaar uiteengezet. Haar opvatting dat het verband tusschen golflengte en absorptie van zeer harde stralen nog door een λ^3-wet zou kunnen worden weergegeven (§ 50) is nauwelijks te verdedigen maar speelt geen rol voor het overige van dit mooie artikel.

Digitized by Google

Bij Petterssons overigens zeer onpartijdig geschreven bijdrage voelt men toch wel eenige twijfel opkomen aan de betrouwbaarheid van de resultaten die hij met zijn „retrograde Beobachtung" meent gevonden te hebben.

In hoofdstuk 3, Radioaktivität (128 blz.), zijn de gedetailleerde eigenschappen der α-, β en γ-straling niet opgenomen, daar deze in de volgende afleveringen beschreven worden. Het is geschreven door Bothe, Stefan-Meyer en Hahn, alle drie meesters in hun vak, en tevens meesters in het wetenschappelijk schrijven. De korte bijdrage van Hahn over de beteekenis van de radioactiviteit voor de de geschiedenis der aarde zal velen lezers uiterst welkom zijn.

Hoofdstuk 4, die Ionen in Gasen van Karl Przibram, behandelt de eigenschappen van langzame ionen in koude gassen. Het is zeer volledig en ook de elkaar vaak tegensprekende theorieën over het onderwerp (J. J. Thomson, Langevin, Lenard, e.a.) vinden er hun plaats).

In Hoofdstuk 5, Grösse und Bau der Moleküle (134 blz.) hebben Herzfeld en Grimm op bewonderingswaardige wijze het geweldige materiaal verwerkt, waaruit we iets over de grootte en bouw der moleculen kunnen besluiten en dat, vooral in de laatste jaren, door zoo vele en zoo geheel verschillende onderzoekmethoden is te zaam gebracht. Het is een merkwaardig en knap artikel. Toepassingen der kinetische gastheorie, proeven over monomoleculaire lagen, de zoo vruchtbare half physische half formeele beschouwingen over aantrekking en afstooting tusschen atomen, de vertolking der bandspectra, kerreffect, atoommagnetisme, enz. enz. worden door Herzfeld behandeld, terwijl Grimm o.a. de gevolgtrekkingen bespreekt die uit de moleculaire volumina gemaakt kunnen worden. Misschien zou men Herzfeld het verwijt kunnen maken dat hij met statistische methoden (§ 10) wel ietwat slordig omspringt.

In het zesde en laatste hoofdstuk (44 blz.) bespreekt Paneth het natuurlijke systeem der chemische elementen vanuit physisch gezichtspunt, wat dan voornl. zeggen wil dat hij „de vertolking van de experimenteele resultaten (die op het natuurlijke systeem betrekking hebben) van het standpunt van het atoommodel van Rutherford-Bohr" behandelt. De discussie van isotopen en scheiding van isotopen vindt er haar plaats. De aanwijzingen aangaande de moderne geochemische onderzoekingen over de hoeveelheid waarin de verschillende elementen en atoomsoorten voorkomen zullen velen lezers welkom zijn.

Het boek is in technisch opzicht zeer goed verzorgd, en de regel dat er geen storende drukfouten in zijn vindt bijkans zijn eenige bevestiging in de onderste regel op blz. 472 die eigenlijk onderaan blz. 476 thuishoort. H. A. K.

De Natuur, Populair geïllustreerd maandblad gewijd aan de natuurkundige wetenschappen en hare toepassingen; onder redactie van Dr. H. C. Burger, lector aan de Rijks-Universiteit te Utrecht. — Uitgevers Comp. „De Branding", Utrecht.

De redactie van het welbekende maandblad „De Natuur", welke jarenlang door Dr. Z. P. Bouman is gevoerd, is overgegaan in handen van Dr. Burger. Het Juli-nummer, het eerste dat onder de nieuwe redactie verscheen, werd ons toegezonden en wij kondigen het met veel genoegen aan. Moge dit tijdschrift, waarin aan de natuurkunde, op populaire wijze behandeld, steeds een ruime plaats wordt toebedeeld, ook onder de nieuwe redactie tot steeds grooter bloei geraken.

Redactie van Physica.

Digitized by Google

C. J. Smithells, **Tungsten,** 167 blz. Chapman and Hall, London 1926. Prijs 21 sh.

Wolfraam is zooals men weet het metaal waaruit de draden der electrische gloeilampen, der audions, enz. gemaakt worden. Na een uitvoerige beschrijving der verschillende methodes, waarop deze draden vervaardigd worden, geeft schrijver een overzicht over de merkwaardige veranderingen die de kristalstructuur dezer draden bij het gloeien ondergaat en hoe deze door verschillende behandelingen beïnvloed kan worden, hoe men groote of kleine kristallen in den draad kan verkrijgen. Dan volgt een bespreking der physische eigenschappen van wolfraam en de voornaamste toepassingen ervan. Belangrijk is het laatste hoofdstuk, dat over het bepalen van onzuiverheden handelt. De methode om het spectrum te fotografeeren van draden die met behulp van een condensatorontlading verdampt worden, wordt voor het analyseeren van zeer kleine draadstukjes uitvoerig beschreven. Het boek bevat een zeer uitvoerig litteratuur overzicht. Ieder die voor zijn Röntgenbuis, zijn proeven over electronenstroomen of dergelijke onderzoekingen Wolfraam gebruiken moet, vindt in dit boek vele nuttige gegevens. G. H.

J. W. T. Walsh. **Photometry,** 505 blz. Constable and Comp. Ltd., London 1926. Prijs 40 sh.

Dit is zeker verreweg het beste boek dat over fotometrie verschenen is. Ieder onderdeel wordt zeer uitvoerig behandeld. De litteratuur-overzichten zijn buitengewoon goed verzorgd en geven vrijwel alles wat over dit onderwerp geschreven is. Ieder die op dit gebied werkzaam is, kan dit boek dan ook met warmte aanbevolen worden. G. H.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

P. Terpstra, Leerboek der Geometrische Kristallografie, 302 blz., 263 fig. — P. Noordhoff, Groningen 1927. Prijs f 8.25, geb. f 9.—.

W. J. H. Moll en H. C. Burger, Leerboek der Natuurkunde voor middelbaar, voorbereidend hooger en propaedeutisch onderwijs, tweede deel: Electrostatica, Magnetisme, stroomende Electriciteit, 476 blz., 235 fig. — P. Noordhoff, Groningen 1927. Prijs f 3.90, geb. f 4.50.

H. F. Biggs, Wave Mechanics, an introductory Sketch, 77 blz. — Oxford University Press, Humphrey Milford-London 1927. Prijs 4 sh. 6 d. net.

Friedrich Franz Martens, Physikalisch-technische Elektrizitätslehre, 808 blz., 642 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig 1927. Prijs 42 R. M. geb. 46 R. M.

Ernst Cohen, Physikalisch-Chemische Metamorphose, 135 blz., 58 fig. — Akademische Verlags-Gesellschaft m.b.h., Leipzig 1927. Prijs R. M. 8.

E. N. da C. Andrade, The Structure of the Atom, Third Edition, 750 blz., 111 fig. — G. Bell and Sons, London 1927. Prijs 30 sh. net.

A. F. Holleman, Leerboek der organische Chemie, 10de druk, 635 blz., 75 fig. — J. B. Wolters, Groningen-den Haag 1927. Prijs f 12.50.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 6 Sept. 1927.*

Digitized by Google

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ
EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ
VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

HET RECUEIL DES TRAVAUX CHIMIQUES DES PAYS-BAS,
uitgegeven door de Nederlandsche Chemische Vereeniging,

bevat oorspronkelijke

Wetenschappelijke Verhandelingen op het gebied der Chemie

in de Fransche, Engelsche en Duitsche taal.

De omvang bedraagt normaal 960 bladzijden per jaar octavo. De abonnementsprijs bedraagt f 15.— per completen jaargang exclusief porto voor het buitenland. Leden der Nederl. Chem. Ver. (ook buitenlanders worden als lid toegelaten) betalen slechts f 6.—. Tevens ontvangen de leden voor hunne contributie van f 15.— per jaar het Chemisch Weekblad met het bijblad Chemie en Industrie en het Chemisch Jaarboekje, welke in de Hollandsche taal verschijnen. Hun, die het Recueil wenschen te ontvangen, wordt verzocht dit op te geven aan den Secretaris-Penningmeester van het Algem. Bestuur der Nederlandsche Chemische Vereen., Dr. A. D. DONK, HAARLEM (Holland), Verspronckweg 100.

Digitized by Google

7e JAARGANG 1927 NUMMER 7

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: DR. A. D. FOKKER - DR. E. OOSTERHUIS - DR. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: DR. H. C. BURGER - PROF. DR. J. CLAY - DR. C. A. CROMMELIN PROF. DR. P. EHRENFEST - PROF. DR. JHR. G. J. ELIAS - PROF. DR. E. VAN EVERDINGEN PROF. DR. M. DE HAAS - PROF. DR. W. J. DE HAAS - DR. J. J. HALLO - DR. G. HOLST PROF. DR. W. H. KEESOM - PROF. DR. H. A. KRAMERS - DR. T. VAN LOHUIZEN - PROF. DR. H. A. LORENTZ - DR. A. VAN MAANEN - DR. E. E. MOGENDORFF - DR. W. J. H. MOLL PROF. DR. L. S. ORNSTEIN - PROF. DR. R. SISSINGH - PROF. DR. J. D. VAN DER WAALS PROF. DR. P. ZEEMAN

PHILIPS

PLAATSPANNINGAPPARAAT

VERVANGT DE ANODEBATTERIJ

CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND

(5—10 WATT.)

PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—

PHILIPS — EINDHOVEN

Digitized by Google

INHOUD.

Blz

W. de Groot, Een hefboomvraagstuk 225

A. D. Fokker, Over de ondulatietheorie van een deeltje, zijn uitgestrektheid en zijn bestendigheid 233

P. Clausing en G. Moubis, Over den electrischen weerstand van titaan en zirkoon bij lage temperaturen 245

Boekbespreking 251

Mededeeling. 256

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8,50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049, Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Conollyweg 1, Santpoort (station).

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

Digitized by Google

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG **1927** - **NUMMER 7**

EEN HEFBOOMVRAAGSTUK [1])

door W. DE GROOT.

Een hefboom (fig. 1) [2]) draagt links en rechts van het steunpunt, vier oogjes, op afstanden, die zich verhouden als 1 : 2 : 3 : 4. Aan deze oogjes kunnen (onderling gelijke) gewichtjes worden gehangen. Elk gewichtje heeft twee haakjes, zoodat men ze onder elkaar kan hangen, waardoor desgewenscht een bepaald oogje meervoudig kan worden belast.

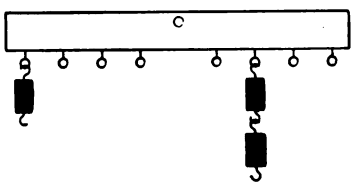


FIG. 1

De vraag is: *op hoeveel manieren kan ik, met zes gewichtjes b.v.. evenwicht tot stand brengen?*

Doel van dit stukje is niet, een algemeene formule af te leiden, hoewel dit zeker doenlijk is, maar slechts te laten zien, hoe men in een bepaald geval tot een rationeele aftelling kan geraken.

Het mooist laat zich het antwoord formuleeren, wanneer men tot meer-dimensionale voorstellingen zijn toevlucht neemt. Wij noemen daartoe de afstand van het eerste gewichtje tot het steunpunt x_1, van het tweede x_2 enz, waarbij dus x_1, x_2 enz. slechts de waarden

$$\overbrace{-4, -3, -2, -1,}^{\text{lastarm}} \qquad \overbrace{0, 1, 2, 3, 4}^{\text{machtarm}}$$

kunnen aannemen. De waarde 0 beteekent, dat wij het gewichtje *niet* ophangen, dus op tafel laten liggen. Beschouwen wij nu eerst het geval dat men in 't geheel slechts twee gewichtjes heeft. Zetten wij in dit geval x_1 en x_2 uit als coördinaten in een

1) Dit vraagstuk werd mij medegedeeld door Mevr. R. Joosten-Chotzen, hoofd der lagere Amsterdamsche Montessori-school. Opmerkelijk is dat het, naar aanleiding van een eenvoudiger opgave: het zelf-vinden van de momentenwet, door een 10-jarige jongen werd gesteld zonder dat hem een aanwijzing in deze richting was gegeven.

2) Voor de inrichting van deze hefboom vergelijke men Minnaert: Natuurkunde in leerlingenproeven. Groningen, Noordhoff.

Digitized by Google

rechthoekig assenstelsel, dan krijgen wij een vierkant van 81 stippen (fig. 2). Iedere stip stelt een mogelijke wijze van ophangen voor. De evenwichtstanden worden voorgesteld door die stippen die voldoen aan

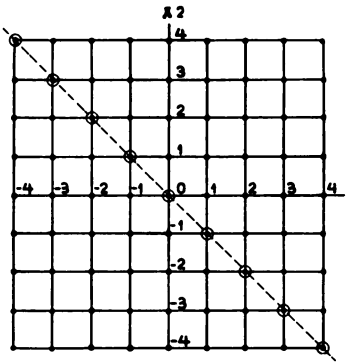


FIG. 2.

$$x_1 + x_2 = 0.$$

Wij vinden die op een lijn die het het 2de en 4e quadrant halveert. Het zijn de standen

x_1:	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
x_2:	4	3	2	1	0	-1	-2	-3	-4

Men kan dus met twee gewichtjes op negen manieren evenwicht maken. Beschouwt men b.v. $x_1 = 3\ x_2 = -3$ en $x_1 = -3\ x_2 = 3$ als één en dezelfde manier, dan vindt men natuurlijk minder. Wij gaan hierop in het volgende voorbeeld nader in.

Bij drie gewichtjes is het al moeilijker. Voeren wij 3 coördinaten x_1, x_2, x_3 in dan krijgen wij op gelijke wijze als boven

$$9^3 = 729$$

stippen, gerangschikt in een kubisch ruimterooster (fig. 3).

De evenwichtsstanden voldoen aan de vergelijking:

$$x_1 + x_2 + x_3 = 0.$$

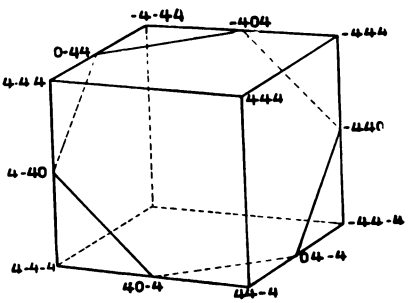


FIG. 3

De hieraan beantwoordende stippen of punten liggen in een vlak dat loodrecht staat op die lichaamsdiagonaal die het positieve octant doorloopt. Genoemd vlak snijdt uit den kubus een met roosterpunten bezette zeshoek. Elk dezer roosterpunten is een oplossing. Wij willen genoemde zeshoek nader bezien. Elk roosterpunt is een snijpunt van de vlakken

$$x_1 = a \qquad x_2 = b \qquad x_2 = c$$

waarin a, b en c $0 \pm 1 \pm 2 \pm 3$ of ± 4 zijn. Genoemde vlakken snijden uit het vlak $x_1 + x_2 + x_3 = 0$, dat wij nu als vlak van teekening

Digitized by Google

willen nemen, stelsels evenwijdige lijnen, die bij nadere beschouwing een net van gelijkzijdige driehoeken vormen. Tenslotte ziet de zeshoek er uit als fig. 4. Wij tellen in deze figuur gemakkelijk uit, dat het aantal combinaties is

$$1+6+12+18+24=61.$$

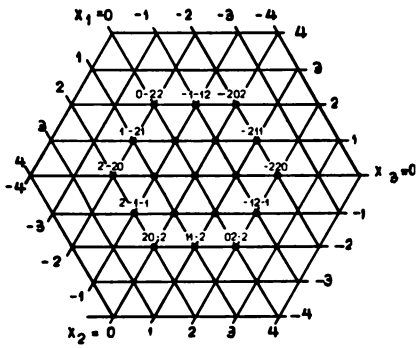


FIG. 4.

Wij willen nu de combinaties systematisch opschrijven:

Beperken wij ons, met voorbijgaan van de oplossing

$$x_i=0$$

tot het geval, dat

$$x_i \underline{\leq} 1 \text{ minstens één} = 1,$$

dan vinden wij dat de combinates die hieraan voldoen, een zeshoek vormen. Zij zijn:

$$\begin{array}{rrr} 1 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 1 \\ -1 & 0 & 1 \\ -1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & -1. \end{array}$$

Merken wij op, dat in de eerste van deze zes drietallen de getallen van links naar rechts afnemen én dat de andere slechts permutaties zijn van het eerste drietal. De combinaties die voldoen aan

$$x_i \underline{\leq} 2, \text{ minstens één} = 2$$

vormen wederom een zeshoek (in de fig. nader aangeduid).

Zij zijn:

$$\begin{array}{rrr} 2 & 0 & -2 \\ 2 & -1 & -1 \\ 2 & -2 & 0 \\ 1 & -2 & 1 \\ 0 & -2 & 2 \\ -1 & -1 & 2 \end{array} \qquad \begin{array}{rrr} -2 & 0 & 2 \\ -2 & 1 & 1 \\ -2 & 2 & 0 \\ -1 & 2 & -1 \\ 0 & 2 & -2 \\ 1 & 1 & -2 \end{array}$$

Digitized by Google

Wij merken weer op, dat de eerste twee drietallen representatief zijn voor de heele groep en dat de getallen daarin in volgorde van grootte staan. De andere combinaties vindt men uit de eerste twee door

a) permutatie
b) teekenomkeer.

Gemakkelijk vindt men nu, zonder naar de figuur te kijken, alleen door den eisch te stellen

$$x_i \leqq 3 \text{ minstens één} = 3$$
$$x_1 + x_2 + x_3 = 0 \qquad x_1 \geqq x_2 \geqq x_3$$

de representatieve drietallen van de volgende groep.
Het zijn:

$$\begin{array}{rrr} 3 & 0 & -3 \\ 3 & -1 & -2. \end{array}$$

Eindelijk is de laatste groep die waarbij

$$x_i \leqq 4 \text{ minstens één} = 4.$$

De representatieve drietallen zijn:

$$\begin{array}{rrr} 4 & 0 & -4 \\ 4 & -1 & -3 \\ 4 & -2 & -2. \end{array}$$

Gemakkelijk vindt men zonder naar de figuren te zien voor de verschillende groepen de totale aantallen mogelijkheden

groep 0	$x_i = 0$		1
„ 1	$x_i \leqq 1$	(minstens één $= 1$) $3!$	$= 6$
„ 2	$x_i \leqq 2$	(„ „ $= 2$) $3! + (3! : 2!)\,2$	$= 12$
„ 3	$x_i \leqq 3$	(„ „ $= 0$) $3! + 3!\,2$	$= 18$
„ 4	$x_i \leqq 4$	(„ „ $= 4$) $3! + 3!\,2 + (3! : 2!)\,2$	$= 24$
			totaal 61

Wij zullen de behandelde telling aanduiden met : telling I. Men kan namelijk van oordeel zijn dat een combinatie waarbij niet alle blokjes gebruikt zijn, niet meetelt. Deze telling willen wij aanduiden met I′. Zij levert

Digitized by Google

groep 0		0
„ 1		0
„ 2	(3! : 2!) 2	= 6
„ 3	3! . 2	= 12
„ 4	3! 2 + (3! : 2!) 2	= 18

totaal 36 manieren.

Bespreken wij hier aansluitend nog eenige tellingen. Bij de tellingen I en I′ rekent men een combinatie verschillend van een die daaruit door verwisseling van twee blokjes ontstaat. Doet men dit niet, acht men dus de blokjes ongemerkt, dan krijgt men veel minder manieren en wel als men toelaat dat niet alle blokjes gebruikt worden (telling II)

groep 0	1
„ 1	1
„ 2	3
„ 3	3
„ 4	5

totaal 13 manieren.

En wanneer men eischt dat alle blokjes gebruikt worden (telling II′)

groep 0	0
„ 1	0
„ 2	2
„ 3	2
„ 4	4

totaal 8 manieren.

Eindelijk kan men twee combinaties die door teekenwisseling uit elkaar ontstaan, identisch achten (zij gaan inderdaad in elkaar over als men aan de andere kant van de tafel gaat staan). Men vindt dan, naarmate men niet of wel eischt dat alle blokjes gebruikt worden (tellingen III en III′):

	III	III′
Groep 0	1	0
„ 1	1	0
„ 2	2	1
„ 3	2	1
„ 4	3	2
totaal	9	4 manieren.

Digitized by Google

Door de boven gevolgde systematische wijze van opschrijven waartoe ons de meer-dimensionale voorstelling gebracht heeft kunnen wij deze verder ontberen ofschoon wij haar kunnen blijven bezigen om de wijze waarop de oplossingen gegroepeerd zijn, fraai uit te drukken.

Denken wij ons daartoe het geval van 4 gewichtjes. De $(x_1\ x_2\ x_3\ x_4)$ ruimte waarin wij onze combinaties, nu

$$9^4 = 6561$$

in getal, afbeelden, is thans 4-dimensionaal.

De doorsnede

$$x_1 + x_2 + x_3 + x_4 = 0$$

wordt 3 dimensionaal. Daarin bepalen de vergelijkingen

$$x_1 = a \qquad x_2 = b \qquad x_2 = c \qquad x_4 = d$$

waarin $a, b, c, d = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$ evenwijdige vlakken die elkaar weer in een stelsel roosterpunten snijden. Verdeelen wij de oplossingen weer in groepen op gelijke wijze als boven, dan wordt de eerste groep (met voorbij gaan van de nul-groep) gekarakteriseerd door de viertallen

$$\begin{array}{cccc} 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & -1. \end{array}$$

Het eerste van deze twee viertallen heeft 6 permutaties en geeft door teekenomkeer geen nieuwe combinaties. Deze 6 punten vormen de hoekpunten van een octaëder. De 12 permutaties van het 2de viertal liggen halverwege de ribben van dit achtvlak.

Van de 2-groep zijn de viertallen:

2	$2-2-2$	aantal permutaties	$4! : 2!\,2!$	$= 6$
2	$1-1-2$	„ „	$4!$	$= 24$
2	$0\ \ 0-2$	„ „	$4! : 2!$	$= 12$
2	$0-1-1$	„ „	$(4! : 2!)\,2$	$= 24$
				66

Deze 66 punten zijn weer verdeeld over een 8-vlak en wel de de 6 eerste in de hoekpunten, de 12 in de 3de plaats genoemde halverwege de ribben, de eerste 24 halverwege deze 12 en de hoekpunten en de laatste 24 in de zijvlakken. Dergelijke ligging vinden wij voor de volgende groepen. De telling levert hier:

Digitized by Google

telling	I	I′	II	II′	III	III′
groep 0	1	0	1	0	1	0
„ 1	18	6	2	1	2	1
„ 2	66	30	5	2	4	2
„ 3	146	86	11	7	7	5
„ 4	258	174	14	9	10	7
totaal	489	296	33	19	24	15

Wij vermelden nu gedeeltelijk als curiositeit, gedeeltelijk om te laten zien dat ons telprincipe ons niet in den steek laat daar waar de meer-dimensionale voorstelling niet meer te hanteeren is, de oplossing voor 6 gewichtjes:

In het geheel zijn er nu

$$9^6 = 531441$$

roosterpunten, gerangschikt in een 6 dimensinaal „kubisch" rooster. Hierin brengen wij de 5-dim. doorsnede

$$x_1 + x_2 + x_3 + x_4 + x_5 + x_6 = 0 \text{ aan.}$$

Uit deze ruimte snijdt de „kubus" een 5-dim. polytoop, dat op regelmatige wijze met roosterpunten is gevuld. Deze roosterpunten kan men weer groepeeren in veel-ruimtelijke figuren, waarover zij regelmatig zijn verdeeld (evenals boven de punten over de zeshoeken en de octaëders) waarbij de groepen op gelijke wijze als boven zijn te definieeren (groep 1 : $x_i \leqq 1$ minstens één $= 1$ enz.)

Wij laten voor de eerste twee groepen (buiten de nulgroep) de representatieve zestallen volgen en daarachter de aantallen waarmee zij in de diverse tellingen bijdragen:

									I	I′	II	II′	III	III′
groep 0	0	0	0	0	0	0	0		1	0	1	0	1	0
groep 1	1	1	1	−1	−1	−1	−1	6! : 3! 3!	20	20	1	1	1	1
	1	1	0	0	−1	−1		6! : 2! 2! 2!	90	0	1	0	1	0
	1	0	0	0	0	−1		6! : 4!	30	0	1	0	1	0
									140	20	3	1	3	1

Digitized by Google

groep 2	2	2	2	2	2	2	6! : 3! 3!	20	20	1	1	1	1
	2	2	1	1	2	2	6! : 2! 2!	180	180	1	1	1	1
	2	2	0	0	2	2	6! : 2! 2! 2!	90	—	1		1	
	2	2	0	1	1	2	(6! : 2! 2!) 2	360	—	2		1	
	2	2	1	1	1	1	(6! : 4! 2!) 2	30	30	2	2	1	1
	2	1	1	0	2	2	(6! : 2! 2!) 2	360	—	2		1	
	2	1	1	1	1	2	6! : 2! 2!	180	180	1	1	1	1
	2	1	0	0	1	2	6! : 2!	360	—	1		1	
	2	1	0	1	1	1	(6! : 3!) 2	240	—	2		1	
	2	0	0	0	0	2	6! : 4!	30	—	1		1	
	2	0	0	0	1	1	(6! : 3! 2!) 2	120	—	2		1	
								1970	410	16	5	11	4

De volgende groepen, die resp. 34 en 63 verschillende representatieve zestallen opleveren geven de volgende telresultaten:

	I	I′	II	II′	III	III′
groep 3	9620	3500	48	24	34	15
groep 4	29150	14330	112	64	63	36
en voor het totaal vinden wij	40881	18260	180	94	112	56

(Wij zien dus dat als men permutaties afzonderlijk telt, het aantal manieren aanzienlijk wordt en verder dat de jongen die, naar men mij mededeelde 150 manieren telde en daarbij volgens telling II is te werk gegaan nog niet alle mogelijkheden had uitgeput).

Résumé.

Un levier porte, aux deux côtés du point de support, quatre crochets dont les distances mesurées à partir du point de support, sont proportionelles à 1 : 2 : 3 : 4. On donne des poids égaux, qui peuvent être suspendus aux crochets; chaque crochet peut porter plusieurs poids.

La question est: „Combien de manières y- a-t-il d'établir l'équilibre avec un nombre donné de poids?" Il est donné un principe au moyen duquel on pourra trouver la réponse dans un cas donné. Ce principe est déduit moyennant des notions de géométrie à plusieurs dimensions.

Dans quelques cas (2, 3, 4 et 6 poids) la calculation est faite. On considère àpart diverses façons de compter:

I, II, III: Il est permi de n'utiliser pas tous les poids.

II. Les permutations sont considérées comme manières identiques.

III. L'interchangement des bras du levier ne donne pas un cas nouveau.

I′, II′, III′ comme I, II, III. Il est obligatoire d'utiliser tous les poids.

(Le problème a été posé dans la forme II par un élève, agé de 10 ans, de l'école dite: Amsterdamsche Montessori-school).

Eindhoven, 1 Aug. 1927.

Digitized by Google

OVER DE ONDULATIETHEORIE VAN EEN DEELTJE, ZIJN UITGESTREKTHEID EN ZIJN BESTENDIGHEID

door A. D. FOKKER.

1. Hetgeen in de laatste jaren pleegt te worden aangeduid met ondulatie-dynamica, „Wellenmechanik", is de ontwikkeling van een denkbeeld, door Louis de Broglie geopperd [1]). Deze liet zich leiden door den gedachtengang van Planck, die ons er aan gewend heeft, in de straling, bij een frequentie ν te denken aan een energiequantum $\varepsilon = h\nu$, en omgekeerd bij een geisoleerd energiequantum ε te denken aan een trillingsfrequentie $\nu = \varepsilon/h$. Welnu, een deeltje, bijvoorbeeld een electron, met de massa m, heeft, bij stilstand, een energie mc^2, bij beweging met een snelheid v, een energie $mc^2/\sqrt{1 - v^2/c^2}$. De Broglie achtte het rationeel ook hier, bij wijze van hypothese, te denken aan een trillingsverschijnsel, welks frequentie zou gegeven worden door ε/h.

2. De relativiteitstheorie heeft niet enkel geleerd, dat men bij een deeltje met massa m te rekenen heeft met een energie

$$\varepsilon = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

maar dat men in dynamisch opzicht deze energie heeft samen te vatten, met de componenten der hoeveelheid van beweging:

$$p_x = \frac{mv_x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \text{ enz.}$$

tot een viertalligen vector I_a, aldus: [2])

$$I_0 = \varepsilon, \quad I_1 = -p_x, \quad I_x = -p_y, \quad I_3 = -p_x.$$

Van dezen vector zijn, als opgeschreven, de energie en de tegengestelde componenten der hoeveelheid van beweging de covariante kentallen. Daarentegen geven de traagheidscoëfficiënt en de hoeveelheid van beweging zelf de contravariante kentallen van den (3 + 1) dimensionalen impuls.

1) Geresumeerd in zijn boek „Ondes et Mouvements", bij Gauthier Villars, Paris 1926.
2) De index nul zal op den tijd betrekking hebben.

Digitized by Google

Dat de I_a covariant zijn, beteekent niet anders dan dat de vorm $\Sigma(a)\, I_a\, x^a$ invariant is, onafhankelijk van het tijd- en coördinatenstelsel dat wij zouden willen gebruiken. Inderdaad, indien wij stellen [1])

$$\Sigma(a)\, I_a\, x^a = 1,$$

dan zal deze vergelijking in de (3 + 1)-dimensionale werkelijkheid voorstellen een ruimte, loodrecht op den vector, die door de contravariante kentallen I^b gegeven wordt, en van dien vector afsnijdende een stuk $1/I$, als

$$I^2 = \Sigma(a)\, I_a\, I^a = c^2\, I^{0^2} - I^{1^2} - I^{2^2} - I^{3^2},$$
$$= \frac{1}{c^2}\, I_0{}^2 - I_1{}^2 - I_2{}^2 - I_3{}^2 = m^2\, c^2.$$

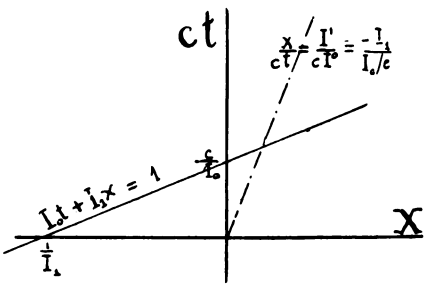


Fig. 1.

Wij kunnen deze ruimte in een (1 + 1)-dimensionale teekening, in een $c\,x^0 - x^1$-diagram, door een lijn voordie van de as der ct een stuk afsnijdt c/I_0, en van de x-as een (negatief) stuk $1/I_1$.

3. Het postulaat van L. De Broglie kan nu als volgt geformuleerd worden. De covariante energie- en impulscomponenten van een bewegend deeltje mogen zijn I_0, I_1, I_2, I_3.

Vorm *den vector* O, „le vecteur Onde", den *golfvector*, met de componenten

$$O_a = \frac{1}{h}\, I_a, \qquad (a = 0, 1, 2, 3).$$

Breng *de ruimten* aan [1])

$$\Sigma(a)\, O_a\, x^a = \ldots . - 1, 0, + 1, + 2, 3 \ldots .$$

dan *zullen* deze *de ruimten zijn van gelijke phase* voor het trillingsverschijnsel, waarvan het bewegende deeltje de manifestatie is. Zij hebben een natuurlijk gemeten afstand $1/O = h/mc$.

4. Men begrijpt dat deze ruimten de oogenbliksruimten van ons tijd- en coördinatenraam in platte vlakken snijden, in de figuur 2 voorgesteld door de snij*punten* van bijv. de X-as met de isophasenlijnen. Deze platte vlakken zijn de golffronten in onze ruimte.

[1]) $x^0 = t$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$.

Digitized by Google

Zij verplaatsen zich, naarmate de tijd vordert en onze oogenblikswereld hooger in de figuur komt te liggen, met een snelheid gegeven door de verhouding der snijstukken op de assen, met de snelheid,

$$V=\frac{-1/O_1}{1/O_0}=\frac{I_0}{-I_1}=\frac{c^2}{v},$$

wanneer v de snelheid van het deeltje is.

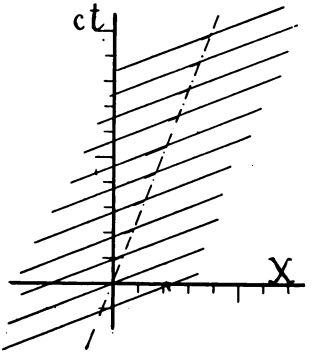


Fig. 2.

De trillingstijd van het verschijnsel in een stilstaand punt vindt men in de snijstukken op de T-as. De frequentie is daarvan het omgekeerde. Dus

$$\nu=O_0=\frac{I_0}{h}=\frac{\varepsilon}{h}.$$

Maar tevens vindt men de golflengte λ in de snijstukken op de X-as:

$$\lambda=-\frac{1}{O_1}=-\frac{h}{I_1}=\frac{h}{p}.$$

In dit resultaat:

$$\varepsilon=h\nu,$$
$$p=h.\frac{1}{\lambda},$$

zien wij de rationeele veralgemeening der frequentieformule van Planck: overeenkomstig de relativiteitstheorie is thans door De Broglie *naast de frequentie- en energiebetrekking eene betrekking* gekomen *tusschen golfdichtheid en impuls.*

In de bovenstaande afleiding hebben wij, in aansluiting aan de figuur, ons stilzwijgend bepaald tot een deeltje dat in de X-richting vliegt, met dienovereenkomstige voortplanting der trillingsphase in de X-richting. De uitbreiding tot een algemeener geval is een puur meetkundige kwestie.

Volgen wij het in de figuur geteekende tijdspoor van het deeltje (normaal op de isophazenruimte) en letten wij op de frequentie langs dat spoor, dan zien wij, dat deze kleiner is dan de frequentie in een vast ruimtepunt. In een beschijvingsraam dat met het deeltje medebeweegt is de frequentie mc^2/h, middenevenredig tusschen de twee andere frequenties.

Digitized by Google

5. Wij willen thans overgaan tot een beschouwing, die ons tot de uitkomst van De Broglie zal moeten brengen, dat de snelheid waarmede het deeltje vliegt, overeenkomt met de groepsnelheid der phasegolven. Men weet, dat in een dispergeerend medium (denk aan een wateroppervlak) de snelheid waarmede een eindige golfgroep zich verplaatst, afwijkt van de phasesnelheid, d.i. de snelheid waarmede een oneindig uitgestrekt zuiver sinusoïdaal golfveld zich zou uitbreiden. Ook voor De Brogliaansche phasegolven is er een dispersie. Wij zullen echter niet den weg van De Broglie volgen.

Liever sluiten wij aan bij die beschouwingen welke in dubbelbrekende media den *lichtstraal* leeren vinden, die afwijkt van de *golfnormaal*. Wanneer men daar de loodrechte voortplantingssnelheid kent van platte golffronten in alle richtingen, dan kan men zich platte golven denken, met lichtelijk continu gevarieerde richting, die tegelijk door een punt heen gaan. De golffronten zullen een gemeenschappelijke omhullende blijven hebben. De richting waarin zich de omhullingsraakpunten verplaatsen is de richting van den golf*straal*, in tegenstelling tot de golfnormaal.

Wij zullen hier nu ook platte dynamische golven beschouwen met lichtelijk gevarieerden stand. Maar evenals bij de lichtvoortplanting de frequentie voor alle platte golven die erbij betrokken waren, dezelfde moest zijn, zoo zullen wij bij de platte isophasenruimten van De Broglie *verlangen dat alle eigen frequenties dezelfde zijn*, d.w.z. dat voor allen de scalaire dynamische constante $I = mc$ even groot is.

6. Stel dus, wij hebben een golfvector O, welks kwadraat is

$$O^2 = \Sigma(a)\, O_a\, O^a = \frac{m^2 c^2}{h^2}.$$

Deze vector bepaalt de isophaseruimten

$$\Sigma(a)\, O_a\, x^a = \alpha,$$

Wij hebben naburige vlakken,

$$\Sigma(O_a + \delta O_a)\, x^a = \alpha,$$

alle met dezelfde grootte van $O_1{}^2 = m^2 c^2/h^2$, zoodat

$$\Sigma(a)\, O^a\, \delta O_a = 0.$$

Digitized by Google

Wij vragen nu in welke richting men de punten x^a vindt, die tegelijk in alle door dusdanige δO_a bepaalde isophaseruimten liggen. Voor deze punten moet onafhankelijk van δO_a, gelden

$$\Sigma x^a \delta O_a = 0.$$

en het besluit is, dat dus

$$x^a = \lambda O^a,$$

moet zijn, of wel, aangezien de vector $O^a = I^a/h$ in de richting van het tijdspoor van het deeltje ligt: *het omhullingspunt der successieve isophasenruimten verplaatst zich met de snelheid van het deeltje.*

Dit is het aangekondigde resultaat van De Broglie. Deze afleiding is iets algemeener dan de zijne. Men kan n.l., door de varieering δO_a, niet alleen, bij behoud van de richting der platte golffronten, de frequentie en golflengte varieeren (hetgeen men doet om de groepsnelheid af te leiden) maar ook de richting der golffronten varieeren.

7. Ook *in een electromagnetisch veld* is het de straalsnelheid die de snelheid van het deeltje voorstelt, wanneer men bij de variatie de scalaire dynamische constante mc constant laat. Immers, wanneer de covariante electrodynamische potentialen zijn $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ $(= +c\varphi, -a_x, -a_y, -a_z)$, en wij dx^a/ds, $(a = 0, 1, 2, 3)$ schrijven voor

$$\frac{dt}{cdt\sqrt{1-v^2/c^2}}, \frac{dx}{cdt\sqrt{1-v^2/c^2}}, \frac{dy}{cdt\sqrt{1-v^2/c^2}}, \frac{dz}{cdt\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

dan is de vector van energie en impuls:

$$I_0 = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + \frac{e}{c}\varphi_0, \quad I_1 = -\frac{mv_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + \frac{e}{c}\varphi_1, \text{ enz.}$$

en men heeft

$$\Sigma(a)\left(I_a - \frac{e}{c}\varphi_a\right)\frac{dx^a}{ds} = mc.$$

Deze constante moet dezelfde blijven. Maken wij dus weer

$$O_a = \frac{1}{h} I_a,$$

dan moet, voor de omhulde platte isophasenruimten, die ditmaal zelf niet meer normaal op dx^a/ds staan, toch gelden

$$\Sigma(a)\,\delta O_a \cdot \frac{dx^a}{ds} = 0.$$

Digitized by Google

Eveneens is $\Sigma O_a x^a = \alpha$, en $\Sigma (O_a + \delta O_a) x^a = \alpha$, dus

$$\Sigma (a)\, \delta O_a . x^a = 0 .$$

De conslusie is wederom, dat voor de punten die op de omhullenden liggen, moet zijn

$$x^a = \lambda \frac{dx^a}{ds},$$

zoodat zij ook op het tijdspoor van het deeltje liggen, en dus weer de straalsnelheid der De Broglïaansche golven de snelheid van het deeltje blijkt te zijn.

8. Wat kan men nu van de *afmetingen van het deeltje* zeggen? Indien voor het deeltje in de plaats treden de opeenvolging van de oneindig uitgestrekte isophasenruimten, dan weet men niet meer, waar men het zal zoeken. Het zou overal altijd aanwezig zijn, als men tenminste het aanwezig mag achten daar waar er golfbeweging is.

Het is daarom van nut om inderdaad te denken dat er een aantal van die golfstelsels gesuperponeerd zijn, die elkander door interferentie kunnen opheffen overal behalve in de omgeving van het tijdspoor van het deeltje.

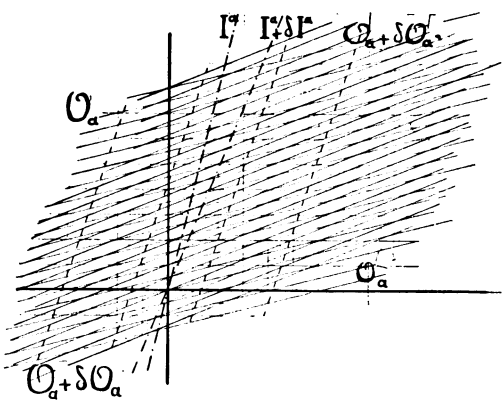


Fig. 3.

Laat ons beginnen met te beschouwen twee golfstelsels[1]), door O_a en $O_a + \delta O_a$ gegeven, waarbij

$$\Sigma (a)\, O_a \frac{dx^a}{ds} = \Sigma (a)\, (O_a + \delta O_a) \frac{dx^a}{ds} = mc/h .$$

Er zijn dan gebieden waar de verschillende stelsels altijd in phase zijn, en andere waar zij altijd tegengestelde phase hebben.

Welke „breedte" heeft de „strook" tusschen twee zulke gebieden? De parallelogrammen in de figuur 3 kunnen in werkelijkheid „ruiten" genoemd worden. Immers, de in natuurlijke maat (*tijd*maat) gemeten „afstanden" tusschen de overstaande zijden zijn even groot en wel $h/I = h/mc$. De gezochte „breedte" van de „strook" die wij

[1]) In het volgende laten wij het electrodynamische veld weg.

Digitized by Google

beschouwen valt samen met een van de zijden, of, zoo men wil, met een halve diagonaal.

Laat ons zoo'n zijde uitrekenen. Daartoe maken wij gebruik van een beschrijvingsraam, waarin de ruimten $\Sigma O_a x^a = \alpha$ de gelijktijdige oogenbliksruimten zijn, en het deeltje stilstaat. De gezochte zijde van de ruit is nu de golflengte van het gevarieerde stelsel, waarvoor δO_0 nul *moet* zijn (krachtens de voorwaarde der variatie) en wij δO_2 en δO_3 nul mogen nemen. Die golflengte is dan

$$-\lambda = \triangle x^1 = \frac{1}{\delta O_1} = \frac{h}{\delta I_1},$$

of

$$\delta I_1 \triangle x^1 = h.$$

Indien wij ons vrij willen maken van het speciale beschrijvingsraam, dan moeten wij dus schrijven

$$\Sigma (a)\, \delta I_a \triangle x^a = h. \tag{1}$$

Dit resultaat herinnert aan een uitkomst van Heisenberg, die den „aanschouwelijken inhoud" der nieuwste quantummechanica bedoelde te interpreteeren als de onmogelijkheid om (afgezien van de definitie) tegelijk den impuls èn de plaats van een deeltje (electron) nauwkeurig te bepalen. De middelbare fouten die deze meting aankleven zouden uit den aard der zaak altijd zóó groot blijven, dat ook bij de ideaal verfijndste, maar natuurkundige waarneming het product van de middelbare fouten, $\triangle x$ in de plaatsbepaling en δI_a in de bijbehoorende impulsbepaling, van de orde van grootte van Planck's constante h zou blijven.

9. De andere diagonaal van onze ruiten heeft de grootte

$$\tau = \frac{1}{O} = \frac{h}{mc}.$$

Het oppervlak der ruit wordt dus

$$\lambda . \tau = \frac{1}{\delta O_1} \times \frac{1}{O}.$$

Invariant geschreven, wanneer $f^{a\,b}$ de projecties voorstellen der ruit, wordt deze betrekking

$$\Sigma (a\, b)\, f^{a\,b} \begin{vmatrix} I_a & I_b \\ \delta I_a & \delta I_b \end{vmatrix} = h^2, \tag{2}$$

Digitized by Google

of, in woorden: Wanneer twee De Brogliaansche stelsels van isophasenruimten elkander doorkruisen, met dezelfde dynamische constante mc, met een zeer klein verschil δI_a in de oriënteering, dan heeft de loodrechte doorsnede van de ruitvormige roosterkanalen een oppervlak h^2 gedeeld door het parallelogram op de twee impulsvectoren I_a en $I_a + \delta I_a$.

10. Het ligt voor de hand om behalve de eerste variatie $\delta_1 I_a$, nog een tweede, door $\delta_2 I_a$ gekenmerkt, en nog een derde, $\delta_3 I_a$ tegelijk aan te brengen in de golfstelsels, steeds met behoud van de constante $I = mc$.

De (3 + 1)-dimensionale tijd en ruimte worden dan verdeeld in (3 + 1)-dimensionale mazen. De (3 + 1)-dimensionale inhoud, de tijd-ruimte-inhoud H zal dan gegeven worden door de betrekking

$$H \,.\, J = h^4, \tag{3}$$

indien J de inhoud is van het (3 + 1)-dimensionale, „parallelopipedum" van de vectoren $I, I + \delta_1 I, I + \delta_2 I, I + \delta_3 I$.

Wij moeten opmerken, dat hierbij in verloop van tijd geen verandering van de golfbeweging optreedt, dat de gebieden waar de ondulaties merkbare amplitude hebben niet in den tijd, maar alleen in de ruimte eindig begrensd zijn. Noemen wij dit ruimtegebied G''' (eventueel als trivector G^{abc} gegeven) dan is zijn grootte bepaald door

$$G''' \,.\, J''' = \Sigma (a\,b\,c)\, G^{abc} \begin{vmatrix} \delta_1 I_a & \delta_1 I_b & \delta_1 I_c \\ \delta_2 I_a & \delta_2 I_b & \delta_2 I_c \\ \delta_3 I_a & \delta_3 I_b & \delta_3 I_c \end{vmatrix} = h^3 \ldots . \tag{4}$$

11. Wat zou er gebeuren, indien men nog een golfstelsel toevoegde met de dynamische constante

$$I + \delta_0 I = (m + \delta m)\, c\,,$$

dusdanig dat de δI_a evenredig waren met de I_a?

Dan zouden de frequentie en de golfdichtheden in dezelfde reden vergroot worden. (In het voorbijgaan merken wij op, dat de „dispersie" der ondulaties niet een eigenschap is van het „medium", maar slechts voorkomt indien de golfstelsels aan dezelfde constante mc moeten beantwoorden). Bij variatie nu van mc zouden wij, indien bij den oorsprong de twee stelsels in phase waren, op een afstand S, in de richting van het tijdspoor van het deeltje, de phasen hebben

$$S\,O \text{ en } S(O + \delta O).$$

Digitized by Google

Wanneer dit verschil tot 1 zal zijn aangegroeid, zullen de stelsels wederom in phase zijn. De „zwevingen" hebben dan dus in deze richting een periode, gegeven door

$$S(O+\delta O)-S\,O=1,$$

$$S=\frac{1}{\delta O}=\frac{h}{\delta_0 I}.$$

Indien men nu, als elementaire cel, afgrenst een gebied tusschen de interferentie-zones zijdelings (met de stelsel $I+\delta_1 I$, $I+\delta_2 I$, $I+\delta_3 I$) en temporaal tusschen de zwevingszones van I en $I+\delta_0 I$, dan krijgt men een gebied G'''' welks grootte bepaald wordt door de aan (4) analoge formule

$$G''''\,.\,K=h^4, \tag{5}$$

wanneer K is de inhoud van het $(3+1)$-dimensionale parallelopipedum van $\delta_0 I$, $\delta_1 I$, $\delta_2 I$, $\delta_3 I$,

$$K=|\,\delta_0 I\times\delta_1 I_2\times\delta_2 I\times\delta_3 I\,|\,.$$

12. De voorgaande constructies werpen nu wel door den grooten $(3+1)$-dimensionalen oceaan van voorvallen een net van periodieke mazen, maar zij geven nog geen begrenzing van een deeltje en concentreering om een bepaald tijdspoor heen.

Daar wij ons dezen keer niet zullen bezig houden met zwevingen in het bestaan van het deeltje wat den tijd betreft, zullen wij de laatst beschouwde variatie $\delta_0 I$ der golfstelsels weer blijven uitsluiten.

Om nu, buiten de centrale strook rondom een enkel tijdspoor waartoe wij de ondulaties willen beperken, deze te doen verdwijnen, zullen wij een groot aantal golfstelselsels moeten gebruiken, een oneindig aantal met continu vervloeiende variaties. Binnen de centrale strook zullen deze dan met elkander in phase moeten zijn, daarbuiten zullen zij elkander vernietigen.

De loop van het deeltje wordt dan gekarakteriseerd door het, zich al of niet verplaatsende, doorkruisingspunt van oneindig veel platte golfstelsels, uit alle richtingen komende, met ietwat verschillende golflengten, en ietwat verschillende frequenties, die nu in dat kruisingspunt met elkander in phase zijn, en daardoor in dat doorkruisingspunt samenwerken om een trilling te onderhouden, die overal elders door hun interferenties vernietigd wordt.

Digitized by Google

Die golven stroomen op het deeltje toe, en zij stroomen er weer vandaan. Tusschen hun golflengten en frequenties bestaat een betrekking, voor alle dezelfde, n.l.

$$\left(\frac{\nu^2}{c^2} - \frac{1}{\lambda^2}\right) = O^2 = \frac{m^2 c^2}{h^2}.$$

Wanneer het deeltje stilstaat, dan zijn er staande golven bij met oneindige golflengten en oneindige voortplantingssnelheid en overwegen de zeer groote golflengten.

13. Dat de golfstelsels, zooals hierboven gezegd werd, in het kruispunt precies dezelfde phasen zouden hebben, blijft *op den langen duur* niet gelden. In eerste benadering slechts zijn zij isochroon.

Laat ons de kwestie nader beschouwen aan een deeltje dat stilstaat. Dat beteekent dat de centrale ondulaties staande golven zijn met oneindige golflengte.

De isophasenruimten van het centrale stelsel vallen met de gelijktijdigheidsruimten samen. De golfvector heeft de kentallen

$$O_0 = c\,O, \quad O_1 = 0, \quad O_2 = 0, \quad O_3 = 0.$$

Denk aan een naburig stelsel, zoodanig dat de uitgestrektheid van ons deeltje $\triangle x$ bepaald wordt door de δO_1 van het naburige stelsel:

$$\triangle x = \frac{1}{\delta O_1}.$$

Dan zal wel in eerste benadering $O_0 + \delta O_0$ nog $c\,O$ zijn, maar strikt genomen heeft men,

$$\frac{1}{c^2}(O_0 + \delta O_0)^2 - \delta O_1{}^2 = \frac{1}{c^2} O_0{}^2 = O^2,$$

en dus moet, in fijnere benadering, zijn

$$\frac{2}{c^2} O_0\, \delta O_0 = \delta O_1{}^2,$$

$$\delta O_0 = \tfrac{1}{2} c^2 \frac{\delta O_1{}^2}{O_0}.$$

De ruimtestelselsels $\Sigma O_a x^a = \alpha$ en $\Sigma (O_a + \delta O_a) x^a = \alpha$ zullen dus op de plaats van het deeltje ($x^1 = x^2 = x^3 = 0$) niet altijd in phase zijn, omdat δO_0 niet precies nul is. Na verloop van een tijd T is het aantal verloopen perioden voor het eene stelsel $O_0\,T$, voor het andere $(O_0 + \delta O_0)\,T$. Dit verschil groeit tot een volle periode aan wanneer

Digitized by Google

$$T = \frac{1}{\delta O_0} = \frac{2}{c^2} \frac{O_0}{\delta O_1^2}.$$

Na verloop van dezen tijd, of misschien zelfs van de helft, mag men zeggen, dat de phaseovereenstemming gestoord is, en dus de ondulatie niet meer beperkt tot de „plaats" van het deeltje.

14. Het hangt nu maar af van de gemiddelde variatie δO_a in de ondulatiestelsels die het deeltje zouden representeeren, hoe groot deze tijd is.

Hoe zal men een schatting krijgen van de grootte van δO_a in een bepaald geval, bijv. van een elektron?

Dit leidt direct tot de vraag, tot welk gebied men redelijkerwijze de ondulaties moet achten zich uit te strekken? Tot zoover als de werking van een elektron zich voelbaar maakt, dus bijvoorbeeld eenige atoomdiameters ver? Moet men aldus aan afmetingen denken van 10^{-8} cm, of beter aan wat als straal van het electron dikwijls wordt aangenomen, afmetingen van 10^{-13} cm? Noem de „afmeting" eens a. Dan is de betrokken δO_1:

$$\frac{1}{\delta O_1} = a \text{ cm}.$$

Verder is voor een electron

$$\frac{h O^0}{c^2} = m = \frac{1}{1850} \times \tfrac{5}{3} . 10^{-24} (=) 10^{-27} \text{ g}.$$

$$\text{en } h = 6{,}5 \times 10^{-27} \text{ erg sec.}$$

en dus wordt

$$T = \frac{2 . 10^{-27}}{6{,}5 . 10^{-27}} . a^2 \text{ sec.}$$

hetgeen met $a = 10^{-8}$ cm al reeds hopeloos klein wordt.

Deze uiterste vergankelijkheid van een golfstelsel, dat een elektron van eindige uitgebreidheid zou moeten voorstellen, de onbestaanbaarheid van zulk een „golfpakketje", zooals Schrödinger het noemde, is voor de theorie een bedenkelijke moeilijkheid.

15. Men kan evenwel aan die moeilijkheid ontkomen.

Het uiteenvloeien der phasen was het gevolg van de aanwezigheid, zoowel van stelsels met $\delta O_a \neq 0$ als met $\delta O_a = 0$, $(a = 1, 2, 3)$.

Indien men nu eens alleen stelsels nam, voor welke

$$\delta O_1^2 + \delta O_2^2 + \delta O_3^2 = \varepsilon^2,$$

Digitized by Google

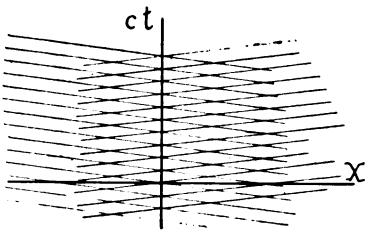


Fig. 4.

zoodat de isophasenruimten van alle stelsels, welker interferentiebeeld het electron voor moet stellen, gelijke hoeken insloten met de tijdas, (waarvoor wij het tijdspoor van het electron genomen hebben), dan zouden deze stelsels op de plaats van het electron steeds in phase blijven, en toch ook, daaromheen, elkander door interferentie vernietigen. Men stelle zich figuur 4 voor gewenteld om de $c\,t$-as, zoo dat de X-as de geheele ruimte doorloopt. De isophasenruimten zouden, bij hun doorkruising op de $c\,t$-as, omhuld worden door drie-dimensionale hyperkegelruimten. De interferenties zouden een stelsel staande golven kunnen opleveren, bij een stilstaand deeltje voor te stellen door

$$\varphi = A \sin 2\pi\nu t \frac{\sin 2\pi r/\lambda}{r},$$

waarbij ν en λ aan de betrekking

$$\frac{\nu^2}{c^2} - \frac{1}{\lambda^2} = \frac{m^2 c^2}{h^2}$$

zouden moeten voldoen.

Op deze wijze schijnt het blijvend bestaan van bijzonder gemodelleerde golfpakketjes in de theorie geen bezwaar te ontmoeten.

Haarlem. TEYLERS STICHTING.

Summary.

a) An account is given of De Broglies ideas concerning dynamical wave systems representing mass particles (§ § 1—4).

b) A new proof is given that the velocity of the particle is given by the *ray* velocity of the waves well distinct from the velocity of phase propagation (§ § 5—7).

c) In order to confine the undulation to the immediate neighbourhood of the particle, interference of different systems is necessary. Relations are shown to exist between the allowances of the energy-momentumvector of the interfering systems and the finite extension of the ondulations. If there is a one-dimensional allowance $\delta_1 I$, then there will be a finite extension G' in one dimension of the undulations, given by relation $G' . \delta_1 I = h$. If there is a two-dimensional allowance $\delta_1 I \times \delta_2 I$, then there will be a finite extension G'' in two dimensions, given by $G'' . [\delta_1 I \times \delta_2 I] = h^2$, and so on (§ § 8—11).

d) Systems of waves are indicated constituting stable „wave parcels" (§ 15).

Digitized by Google

OVER DEN ELECTRISCHEN WEERSTAND VAN TITAAN EN ZIRKOON BIJ LAGE TEMPERATUREN

door P. CLAUSING en G. MOUBIS.

§ 1. In een vorigen jaargang van dit tijdschrift heeft één van ons [1]) eenige gegevens gepubliceerd over den weerstand van zirkoon bij lage temperaturen.

Het belang van die publicatie was daarin gelegen, dat in tegenstelling met de metingen van Koenigsberger en Schilling [2]) geen minimum in den weerstand werd gevonden.

In een tijd, dat de supra-geleidende toestand der metalen nog onbekend was, verwachtten deze schrijvers in overeenstemming met de oude opvatting van Lord Kelvin een minimum in de weerstand-temperatuur-kromme voor alle niet electrolytisch geleidende stoffen. Van dit minimum vermochten zij een zeer bevredigende verklaring te geven door aan te nemen, dat die stoffen bij zeer lage temperaturen zich als isolatoren gedragen, terwijl bij voldoend hooge temperaturen allen metallisch geleiden. Zij brachten dit tot uitdrukking door een formule van de volgende gedaante

$$\varrho = \varrho_0 (1 + \alpha t + \beta t^2) . e^{\left(\frac{q}{T} - \frac{q}{273}\right)}.$$

Hierin is ϱ de soortelijke weerstand bij de temperatuur t (in °C of T in °Kelvin), ϱ_0 die bij de temperatuur van smeltend ijs; α, β en q zijn constanten. In de formule beantwoordt de factor $(1 + \alpha t + \beta t^2)$ aan de empirische temperatuurafhankelijkheid der metalen; de e-macht is de reciproke waarde van een maat voor het aantal vrije electronen, door dissociatie in den geleider aanwezig. q correspondeert met een dissociatie-arbeid. Men ziet gemakkelijk in, dat aan deze formule inderdaad een minimum beantwoordt.

Met behulp van de formule liet zich de weerstand van verschillende materialen goed voorstellen. Tevens slaagden Koenigsberger en Schilling er in de minima experimenteel aan te toonen bij magnetiet (Fe_3O_4), ilmemiet (Fe_2TiO_5, Fe_2O_3), magneetkies (FeS) en de „halfmetalen": silicium, titaan en zirkoon. Bij andere

[1]) P. Clausing: Physica, 4, bl. 372 (1924).
[2]) J. Koenigsberger en K. Schilling: Phys. Ztsch., 9, blz. 347 (1908); Ann. d. Phys., 32, bl. 179 (1910).

Digitized by Google

stoffen, zooals de metalen en b.v. loodglans (*PbS*), konden destijds de minima met de beschikbare hulpmiddelen niet aangetoond worden. Verondersteld werd echter, dat de minima bij zeer lage temperaturen zouden liggen, b.v. voor *PbS* onder 70° K. Koenigsberger en Schilling schatten voor *PbS* q ongeveer $= 60$, hetgeen met een dissociatiespanning van ca. 5 mV overeen zou stemmen.

Door de mooie onderzoekingen van Kamerlingh Onnes en zijn medewerkers over den suprageleidenden toestand der metalen is wel op overtuigende wijze de onhoudbaarheid van deze dissociatietheorie althans voor de metalen in het algemeen aangetoond.

De supra-geleiding is, voor zoover bekend, slechts een eigenschap van enkele metalen (*In, Sn, Hg, Tl, Pb*). De andere onderzochte metalen bleken tot de laagst bereikbare temperaturen een kleinen eindigen weerstand te behouden, die echter niet de neiging toonde met afnemende temperatuur ooit toe te nemen. De metalen moeten dus, al naar hun geleidingsvermogen bij de temperaturen van vloeibaar helium, in twee groepen verdeeld worden, hetgeen aan een alomvattende theorie der metallische geleiding zeer bijzondere eischen zal stellen.

Zou men tenslotte nog een derde groep metalen moeten beschouwen, die zich gedragen zooals het titaan en zirkoon volgens Koenigsberger en Schilling, dan zou de theorie ook hiervan rekenschap moeten kunnen geven. Immers, titaan en zirkoon, hoewel door Koenigsberger en Schilling onder de „halfmetalen" gerangschikt, gedragen zich in chemisch opzicht zoo metallisch, dat men het praedicaat „metaal" hen lastig kan ontzeggen.

Voor een alomvattende theorie der metallische geleiding was het daarom van belang, dat bij zirkoon het minimum niet aanwezig bleek te zijn. Aangezien wij later de beschikking hebben gekregen over *Zr* van nog grootere zuiverheid dan het voor de geciteerde metingen gebruikte hebben wij die metingen herhaald. Tevens waren wij in de gelegenheid, metingen aan zeer zuiver titaan te verrichten.

Het resultaat der metingen, die wij in § 2 uitvoerig hebben beschreven, is in overeenstemming met den vroeger verkregen uitslag. *Ti* en *Zr* vertoonen boven een temperatuur van ca. 70 °K een temperatuurafhankelijkheid als alle andere metalen. Minima in den zin van Koenigsberger en Schilling zijn niet gevonden.

Digitized by Google

Het zal dus waarschijnlijk [1]) niet noodig zijn de metalen anders te onderscheiden dan door het al of niet mogelijk zijn van een suprageleidenden toestand.

Hiermede wenschen wij echter geenszins de dissociatie-theorie in het algemeen te verwerpen.

Afgezien van de geleiding in verschillende verbindingen, zooals o.a. de door Koenigsberger en Schilling onderzochte oxyden, kunnen wij van de geleiding in de metalloiden borium [2]) en silicium [3]) niet zonder deze theorie rekenschap geven. Immers, deze beide elementen zijn in een dergelijk zuiveren en compacten toestand bekend, dat wij niet gaarne met Streintz [4]) de zoo sterk negatieve temperatuurcoëfficiënten aan onzuiverheden, poriën in het materiaal en overgangsweerstanden zouden toeschrijven.

§ 2. Bij onze oude metingen was het opmerkelijk, dat de geconstateerde temperatuurafhankelijkheid veel verschilde van die der normale metalen. Dit komt het beste uit, indien wij letten op de waarden van ϱ/ϱ_0 voor de vroeger beschreven *Zr*-straven. Voor Zr_2 en Zr_4 was ϱ/ϱ_0 bij 81,09° K respectievelijk 0,7656 en 0,7481.

Wij vinden bij Kamerlingh Onnes en Tuyn [5]) voor vele elementen een opgave van den invloed van verontreinigingen en van de voorbehandeling op ϱ/ϱ_0 bij 81,09° K en 90,14° K. Nemen wij voor ieder metaal uit hun gegevens de laagste waarde voor ϱ/ϱ_0 bij 81,09° K, die geacht mag worden betrekking te hebben op het zuiverste materiaal, dan zien wij, dat slechts voor enkele metalen ϱ/ϱ_0 een waarde heeft grooter dan 0,338, de ϱ/ϱ_0 bij die temperatuur voor *Bi*. Deze metalen zijn *Ti*(1,70), *Ge*(1,01) en *Zr*(0,7481 [6])).

De vroeger gebruikte *Zr*-staven waren uit poeder geperst en gesinterd. Zij waren niet ductiel. Sindsdien zijn v. Arkel en de Boer [7]) er in geslaagd ductiel *Zr* uit de gasphase op een

1) Van de tot dusver onderzochte metalen blijft nu alleen het slechts één keer gemeten germanium met een afwijkende temperatuurafhankelijkheid over. Het heeft een zeer flauw minimum in de weerstand-temperatuur-kromme bij ongeveer 157° K (C. C. Bidwell: Phys. Rev., 19, blz. 447 (1922)).

2) E. Weintraub: Trans. Amer. Electrochem. Soc., 16, blz. 165 (1909); Journ. Industr. Engin. Chem., 5, blz. 106 (1913).
R. J. Meyer: Die Naturw., 1, blz. 325 (1913).
F. W. Lyle: Phys. Rev., 11, blz. 253 (1918).

3) Koenigsberger en Schilling: l.c.
R. Hölbling: Ztsch. f. angew. Chem., 40, blz. 655 (1927)

4) F. Streintz: Ann. d. Phys., 44, blz. 545 (1914).

5) H. Kamerlingh Onnes en W. Tuyn: Comm. Phys. Lab. Leiden, Suppl. No. 58, blz. 50 (1926).

6) Indien wij afzien van de gegevens voor Zr_5 en Zr_8, die Kamerlingh Onnes en Tuyn ontleend hebben aan „P. Clausing: Unpublished measurements. 1925", metingen, die wij in aangevulden vorm thans publiceeren.

7) A. E. v. Arkel en J. H. de Boer: Ztsch. f. anorg. und allg. Chem., 148, blz. 345 (1925). J. H. de Boer en J. D. Fast: Ztsch. f. anorg. und allg. Chem., 153, blz. 1 (1926).

Digitized by Google

wolframkern neer te slaan. Eveneens werd door Dr. de Boer langs analogen weg *Ti* verkregen De aldus vervaardigde staven zijn (afgezien van een laatste spoor *Hf* in de *Zr*-staven en van de zeer dunne *W*-kern, die ook bij de hooge prepareertemperaturen [1]) zich niet met het *Ti* of *Zr* allieert) van een zeer groote zuiverheid. Zij bestaan uit een betrekkelijk klein aantal groote kristallen.

Naast het chemische gedrag van *Zr* is het uiterlijk van dit element zoo typisch metallisch, dat de hooge waarden van ϱ/ϱ_0 naast de zooveel lagere waarden voor alle normale metalen bevreemding moest wekken. Nieuwe metingen werden daarom aan het *Zr* ondernomen, terwijl tevens het *Ti* onderzocht is.

Voor de meetmethoden verwijzen wij naar onze vroegere publicatie. In tegenstelling met vroeger werden nu de punten bij „pentaantemperaturen" als regel gemeten bij langzaam toenemende temperatuur. Door interpolatie konden wij de temperatuur op het oogenblik der meting voldoende nauwkeurig bepalen. Alle onderzochte staven waren van electrisch aangelaschte potentiaal- en stroomtoevoerdraden voorzien, zoodat de overgangsweerstanden geëlimineerd werden.

Onze resultaten voor *Zr* geven wij in tabel I, waarin de waarden van ϱ_0, zooals gebruikelijk, in Ohm. cm zijn uitgedrukt.

TABEL I.

Zr_5		Zr_6		Zr_{14}	
$\varrho_0 = 0{,}425.10^{-4}$		$\varrho_0 = 0{,}424.10^{-4}$		$\varrho_0 = 0{,}410.10^{-4}$	
T	ϱ/ϱ_0	T	ϱ/ϱ_0	T	ϱ/ϱ_0
78,16	0,2185	78,20	0,2264	77,40	0,1777
90,22	0,2626	90,20	0,2704	—	—
—	—	144,8	0,4769	—	—
—	—	178,0	0,6084	—	—
—	—	217,6	0,7692	—	—
273,09	1	273,09	1	273,09	1
297,14	1,0982	297,26	1,1054	—	—
—	—	—	—	373,09	1,438 [2])

Zr_5 was een band, gewalst uit een dikke ronde *Zr*-staaf, en bevatte 0,12 % *W*; Zr_6 was een staaf, die op een gedeelte van

1) Ca. 1600° K bij *Ti* en 1900° K bij *Zr*.
2) Dit punt is door Dr. Zwikker gemeten.

Digitized by Google

Zr_5 was opgeprepareerd, met 0,03 % W; Zr_{14} bevatte eveneens 0,03 % W.

Wij zien uit tabel I, dat ϱ/ϱ_0 voor Zr bij ca. 80° K zich geheel aansluit bij de waarden van ϱ/ϱ_0 voor de andere metalen. Het verdwijnen van een minimum in den weerstand is ook door deze metingen bevestigd.

De waarden voor Zr_{14} beschouwen wij als de besten. Immers, Zr_5 heeft een mechanische bewerking ondergaan, hetgeen steeds door een verlaging van den temperatuurcoëfficiënt tot uiting komt. Bij deze bewerking is Zr_5 tevens door een dun laagje oxyde bedekt, dat bij het verder opprepareeren in het Zr van Zr_6 is opgelost.

Definieeren wij „den temperatuurcoëffiënt van den electrischen weerstand tusschen 273,09° K en T° K" door

$$\alpha_T = \frac{(\varrho/\varrho_0) - 1}{T - 273{,}09},$$

welke definitie slechts in benadering met het ware verloop van ϱ tusschen 273,09° en T° te maken heeft, dan berekenen wij uit tabel I respectievelijk voor Zr_5, Zr_6 en Zr_{14}: $\alpha_{78,16} = 0{,}00401$, $\alpha_{78,20} = 0.00397$, $\alpha_{77,70} = 0{,}00421$. Voor Zr_{14} bepaalde Dr. Zwikker bovendien $\alpha_{373,09} = 0{,}00438$.

Dat wij vroeger voor Zr_2 en Zr_4 zooveel grootere waarden voor ϱ/ϱ_0 en ϱ_0 gevonden hebben is zeer waarschijnlijk te danken geweest aan in het metaal opgenomen ZrO_2.

Bij Ti vonden Koenigsberger en Schilling (l.c.) een minimum in den weerstand bij ongeveer 420° K. Bij deze temperatuur was ϱ ca. 3.10^{-4}, terwijl ϱ_0 ca. $6{,}3.10^{-4}$ bedroeg. Van 420° K af naar lagere temperaturen vonden zij een steeds toenemenden weerstand, waaraan de reeds in het voorgaande vermelde waarde 1,70 voor ϱ/ϱ_0 bij 81,09° K beantwoordt.

Onze metingen aan Ti hebben wij in tabel II vereenigd.

Ti_1 bevatte 0,16 % W. Zooals uit de tabel blijkt, gedraagt dus ook Ti zich geheel metallisch; voor $\alpha_{78,48}$ vinden wij uit tabel II de waarde 0,00404; voor $\alpha_{373,09}$ vond Dr. Zwikker 0,00469.

TABEL II.

Ti_1	
$\varrho_0 = 0{,}82.10^{-4}$	
T	ϱ/ϱ_0
78,48	0,2150
90,20	0,2547
158,5	0,5178
194,1	0,6674
222,2	0,7828
273,09	1
373,09	1,469 [1])

[1]) Door Dr. Zwikker gemeten.

Digitized by Google

Uit deze metingen blijkt dus duidelijk, dat wij een minimum in den zin van Koenigsberger en Schilling ook voor titaan als weerlegd moeten beschouwen.

Dat echter een minimum van anderen aard, beantwoordende aan modificatieveranderingen in het *Ti*, op kan treden bij een hoogere temperatuur is niet uitgesloten, ja zelfs waarschijnlijk te achten [1]). Het is namelijk gebleken uit de metingen van Dr. Zwikker [2]), dat zoowel bij *Hf* als *Zr* een dergelijk „modificatie-minimum" (met correspondeerend maximum) optreedt. (Voor *Hf* een maximum bij 1600° K, een minimum bij 1760° K; voor *Zr* zijn deze waarden 1150° K en 1333° K).

Volgens onze metingen behooren *Ti* en *Zr* niet thuis in de groep van „halfmetalen" of „variabele geleiders", maar in die der normale metalen. [3]).

---

1) Wij hebben ons echter overtuigd, dat bij 420° K zeker geen minimum is gelegen. Tot ca. 470° K hebben wij een steeds sneller toenemen van den weerstand met de temperatuur geconstateerd.

2) C. Zwikker: Physica, 6, blz. 361 (1926).

3) Volledigheidshalve geven wij nog de verschillende waarden van den specifieken weerstand en zijn temperatuurcoëfficiënt voor *Ti* en *Zr*, die wij in de literatuur hebben kunnen vinden.

A) A. L. Korolkow en A. M. Bartoschewitsch: Journ. soc. phys. chim. russe (phys. afd.), 41, blz. 258 (1909) (in het Russisch); Referaat in Chem. Zentrblatt, 1909 II, blz. 1708. Voor *Zr* is tusschen 0° en 1800° C $\varrho = \varrho_0 (1 + 0{,}00388t + 0{,}00000114t^2)$. Onderzocht is de draad uit lampen van een „zirkoonlampenfabriek" in Warschau. Het is zeer wel mogelijk, dat deze draad niet uit *Zr* heeft bestaan. Het *Zr* (in den vorm van allerlei verbindingen) was in dien tijd reeds door *W* vervangen in de gloeilampenindustrie. C. R. Böhm (Chem. Ztg., 31, blz. 985 (1907)) bepleit de wenschelijkheid, „zirkoonlampen" met wolframdraad in de toekomst maar liever wolframlampen te noemen!

B) L. Weiss en H. Kaiser: Ztsch. f. anorg. Chem., 65, blz. 345 (1910). Deze schrijvers geven voor de ϱ van *Ti* (85.65 %) de waarde 0,222 (!); voor *Ti* (82,44 %) de waarde 0,125 (!). Deze bepalingen geschiedden aan geperste staafjes. Jammer genoeg maten zij niet de ϱ van *Ti* (97,41 %), uit een smelt verkregen.

C) P. W. Bridgman: Proc Amer. Acad., 56, blz. 61 (1921). Voor *Ti* van de General Electric Co. met 1,8 % *W* wordt opgegeven $\varrho = 3{,}50.10^{-4}$, $\alpha = 0.000221$. Voor *Zr* (eveneens van G.E.C.) is $\varrho = 2{,}00.10^{-4}$; met 1,8 % *W* is $\alpha_{373} = 0{,}00004$, met 0,6 % *W* is $\alpha_{373} = 0.00058$.

D) In de meest gebruikte tabellen hebben wij slechts de volgende aanwijzingen gevonden.
a) Smithsonian Tables, blz 325 (Washington, 1920, 1923). ϱ van $Ti = 0{,}032.10^{-4}$ (Shukow).
b) Landolt-Börnstein: Phys. Chem. Tabellen, bl. 1074 (Berlin, 1912). ϱ van *Ti* (stickstoffhaltig) $= 0{,}032.10^{-4}$ (Shukow).
c) Idem (1923), geen gegevens.
d) Tabl. ann. int. de const., I, blz. 225 (Paris, 1912). ϱ van gecomprimeerd „azoture de *Ti*" $= 0{,}032$(!). (J. J. Shukow: Journ. soc. phys. chim. russe, 42, blz 40 (1910)).
e) In een referaat van het artikel van Shukow (Chem. Zentrblatt, 1910 I, blz. 1221) heet de stikstofverbinding een ϱ te hebben van dezelfde grootte-orde als het zuivere metaal.

Summary.

The electrical resistivity of titanium and zirconium is measured at temperatures between 70° and 273° K chiefly. No minima as suggested by Koenigsberger and Schilling occur. The resistivities of *Ti* and *Zr* at 273° K are $0{,}80.10^{-4}$ and $0{,}410.10^{-4}$ Ohm. cm respectively; the temperature coefficients 0,00469 and 0,00438.

Eindhoven, 23 Sep. 1927

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Digitized by Google

BOEKBESPREKING.

Structure et activité chimique. Rapports et discussions du deuxième Conseil de Chimie, tenu à Bruxelles du 16 au 24 avril 1925 sous les auspices de l'Institut International de Chimie Solvay. 672 blz. — Gauthier-Villars et Co., Paris 1926.

Dit omvangrijke werk bestaat uit een aantal rapporten, de meesten vergezeld van de betreffende discussie, welke rapporten in hoofdzaak onder drie rubrieken kunnen worden gebracht. Na een mededeeling van Sir W. B. Hardy over de uitbreiding en dikte van vloeistofhuidjes op water en op vaste stoffen, volgen een aantal verhandelingen over den bouw van kristallen en Röntgenstralen, nl. van Sir W. H. Bragg over organische kristallen, van Sir W. L. Bragg over analyse van kristalstructuren door Röntgenstralen en het verband met de constitutie en van J. Duclaux over de structuur van colloidale stoffen, waarbij niet alleen het resultaat van het onderzoek met behulp van Röntgenstralen wordt besproken, maar ook van het chemisch onderzoek en de beteekenis van physische eigenschappen als dubbelbreking. Vooral in de discussie naar aanleiding van de rapporten der beide Bragg's blijkt het groote belang van een bespreking door physici en chemici van de structuur van moleculen, welke structuur, althans op het eerste gezicht, wel eens heel anders te voorschijn komt uit de Röntgen-analyse dan uit overwegingen van organisch-chemischen aard. Zoo moet zoowel bij het basische Berylliumacetaat als bij het ammonium radicaal aangenomen worden, dat waterstofatomen niet invloed hebben op de kristallographische symmetrie om een tegenspraak tusschen chemische en Röntgenographische uitkomsten op te heffen

Een volgend gedeelte behandelt in twee rapporten de chemische activiteit nl. een van T. M. Lowry over het mechanisme van chemische omzettingen en een van F. Swarts over den invloed in het molecule van niet direct aan elkaar gebonden atomen, waarbij dus o.a. behandeld worden sterische hindering, substitutie in den benzolkern, de theorie van de geinduceerde polariteit van Lapworth en de theorie van Thomson en Lowry. Lowry gebruikt „ionisatie" niet in de gewone beteekenis van het woord, en dit is ook in de discussie blijkbaar een bron van misverstand geweest; het uitblijven van eenige merkbare toeneming van het geleidingsvermogen in een groot aantal gevallen van gasreacties zou anders ook moeilijk te vereenigen zijn met zijn theorie.

De reactiviteit der moleculen wordt ten slotte behandeld in een aantal verhandelingen van M. Tiffeneau en Orekhoff (invloed van groepen in het molecule op de reactiviteit en op de hechtheid der bindingen), van J. Perrin (licht en chemische reacties), M. A. Job (de intermediaire reacties bij de katalyse) E. K. Rideal (katalyse bij heterogene reacties), E. F. Armstrong en T. P. Hilditch (katalyse door vaste oppervlakken), C. Moureu en Ch. Dufraisse (autoxydatie en er mede samenhangende katalytische verschijnselen), H. E. Armstrong (katalyse en oxydatie), J. Duclaux (absorbtie met betrekking tot katalyse en enzijmwerkingen), H. von Euler (algemeen overzicht over de rol van de katalyse in de enzijmreacties).

Van welke beteekenis deze discussies zijn, ook voor de opstellers der rapporten zelf, blijkt wel heel duidelijk uit het stuk van Perrin, wanneer men dit vergelijkt met de verhandeling in de Annales de Physique en in de Transactions of the

Digitized by Google

Faraday Society. Zou echter ook de gedachtegang en de experimenten van Franck en Hertz en hunne medewerkers betreffende de rol van botsingen en de wisselwerking tusschen intramoleculaire energie door verplaatsing van electronen, extramoleculaire kinetische energie en chemische energie niet wat meer in oogenschouw moeten genomen worden bij de uiteenzettingen van Perrin, evenals bij de heterogene katalyse de beteekenis van ternaire stooten, wanneer een der drie botsende deeltjes (de katalysator) door zijn groote massa in staat is willekeurige energie bedragen over te nemen van de reageerende moleculen, zoodat deze niet even gemakkelijk dissocieeren als zich verbinden.

Deze verzameling van rapporten over onderwerpen, die juist nu zoo in het middelpunt der belangstelling staan, die opgesteld zijn door hen, die op dit gebied de eersten zijn, moet ons met bewondering vullen voor wat hier reeds bereikt is, maar ook met de begeerte, te mogen medewerken aan dit zoo boeiende gedeelte van de physische chemie, waar physica en chemie steeds nauwer samenwerking eischen en gelukkig ook bereiken. A. L. Th. M.

H. Geiger und K. Scheel. **Handbuch der Physik.** Band XVII, Electrotechnik, redigiert von W. Westphal, 392 blz., 360 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 31.50, geb. R. M. 33.60.

Een werk van nog geen 400 zijden versierd met 360 figuren, waarin het geheele gebied der electrotechniek behandeld wordt met al haar toepassingen, de Röntgentechniek en de heelkundige inbegrepen, mag waarlijk wel een unicum genoemd worden en doet den samenstellers alle eer aan.

Het boek, uitgegeven bij de bekende Berlijnsche firma Julius Springer, die het zooals wij dit van haar gewend zijn met duidelijken druk en goed verzorgde figuren het licht deed zien, is in 9 hoofdstukken verdeeld. De eerste twee zijn aan de zwakstroomtechniek gewijd en daarin worden de lijn-telegrafie en -telefonie door den bekenden Dr. F. Breisig den schrijver der „Theoretische Telegraphie" behandeld en de draadlooze Telegrafie en Telefonie door Prof. Dr. F. Kiebitz, een bekend deskundige op radio-gebied.

Hierop volgen de hoofdstukken „Röntgentechnik en Elektromedizin" beide geschreven door Dr. Herman Behnken en daarna de eigenlijke sterkstroom toepassingen. Deze zijn in vier hoofdstukken onderverdeeld, die achtereenvolgens behandelen de transformatoren en electrische machines, beide van de hand van Dr. R. Vieweg en Dipl. Ing. V. Vieweg, de kwikdampgelijkrichters, beschreven door Prof. Dr. A. Günther Schulze, de hoogspanningstechniek van de hand van Prof. dr. W. O. Schumann en de over-spanningen en -stroomen (men vergeve mij dit germanisme), die het werk besluiten en behandeld zijn door Dr. A. Fraenckel. Het moet den bewerkers zeker heel wat hoofdbrekens hebben gekost op zulk een beknopte wijze toch de quintessens van de hierboven genoemde onderwerpen duidelijk te maken, al was het feit, dat zij blijkbaar gecenseerd werden zich tot een wetenschappelijk onderlegden lezerskring te richten het hun eenigszins vergemakkelijkt heeft.

In het algemeen kan men zeggen, dat de schrijvers er in geslaagd zijn een prettig leesbaar, onderhoudend geheel te geven, zoodat degene die in beknopten vorm den tegenwoordigen stand der electrotechnische wetenschap wil kennen van de raadpleging van dit werk veel profijt zal hebben, te meer waar ruimschoots naar aanvullende literatuur is verwezen.

Digitized by Google

Het kon wel niet anders of hier en daar moest het sterke beknoppen er toe leiden om apodictische dingen neer te schrijven, zonder dat een verklaring gegeven wordt zoo b.v. op blz. 21 waar gewezen wordt op het gebruik van bronsdraad van lijnen, waarop met sneltelegrafen gewerkt wordt, maar daartegenovcr moge toch de aandacht gevestigd worden op de voortreffelijke wijze, waarop dr. Breisig in slechts 71 bladzijden zijn onderwerp behandelt en ook van de laatste verbeteringen der kabeltelefonie eene duidelijke beschrijving geeft. Hoe knap zijn in ditzelfde hoofdstuk o.a. ook de automatische telefonie en de sneltelegraaf van Siemens en Halske uitgelegd!

Minder enthousiast ben ik over het tweede hoofdstuk, dat bepaald door de te betrachten kortheid geleden heeft. Hoe is het ook mogelijk zonder eenige figuur in een bladzijde druk de hoogfrequentie-machines, inclusief de Schmidt-machine te behandelen en alles over de audions te geven in een 8-tal bladzijden met slechts enkele figuren, schier zonder het gebruik van karakteristieken.

Jammer ook, dat de z.g. „beeldtelegrafie" het electrisch verzien, dat in den laatsten tijd zulk een vlucht heeft genomen slechts in één bladzijde zonder eenige figuur is behandeld. Dit hoofdstuk had m.i. gerust wat langer mogen zijn, het volgende met alle erkenning voor de groeiende beteekenis der Röntgentechniek, wat korter.

Interessant voor den niet deskundige zijn intusschen dit vlot geschreven hoofdstuk en het volgende zeker en men ziet hieruit, hoe veel meer dan vroeger de medische wetenschap tegenwoordig van electrotechnische toepassingen gebruik maakt.

De laatste 150 bladzijden omvatten, zooals hierboven reeds gememoreerd is, de sterkstroomtoepassingen.

Deze zijn in het algemeen zeer duidelijk beschreven en van zeer goede teekeningen voorzien, terwijl ook voldoende karakteristieken zijn gegeven. Knap behandeld in zulk een kort bestek zijn o.a. de transformatoren. Jammer alleen, dat de hoogfrequentietransformatoren zoowel hier als in hoofdstuk II zonder hulp van eenige figuur zijn uitgelegd, wat voor den lezer, die er nooit van gehoord heeft, allicht tot moeilijkheden moet leiden.

Summa summarum zeker een werk, dat om de wijze waarop de stof behandeld is onder de deelen van het uitgebreide „Handbuch der Physik" eene waardevolle plaats inneemt. v. d. B.

O. D. Chwolson, **Lehrbuch der Physik,** 3e Auflage, Erster Band, Erster Teil. Mechanik und Messmethoden. Vor der Drucklegung durchgesehen von Gerhard Schmidt; 401 blz., 188 figuren. — Druck und Verlag von Fried. Vieweg & Sohn, Akt. Ges. Braunschweig 1926. Prijs ingen. R. M. 15, geb. R. M. 17.50.

Met de verschijning van dit boek vangt de derde druk aan van het bekende leerboek van Chwolson, waarvan de tweede ternauwernood is voltooid.

In de voorrede wordt vermeld, dat, wat dit gedeelte betreft, de nieuwe druk zich van de vorige onderscheid, door drie groote veranderingen. 1o. In § 8 van de Inleiding is ingevoegd een bespreking van de atoomnummers, de isotopen en de structuur der atomen. 2o. De §§ 3 en 4 van het tweede hoofdstuk van de mechanika, in welk hoofdstuk de tweede bewegingswet van Newton en het begrip massa worden behandeld, zijn geheel omgewerkt. 3o. In het zesde hoofdstuk der mechanika is een nieuwe § 2 ingevoegd, welke aan de onderzoekingen van Von Eötvös over de zwaartekracht zijn gewijd.

Digitized by Google

Overigens zijn inhoud en vorm onveranderd gebleven. Reeds in § 4 van de Inleiding maakt men kennis met het elektron, de lichtquanta en de relativiteitstheorie. In § 5 is een uitvoerige beschouwing gewijd aan het verschil tusschen mathematische en theoretische physika. In § 8 wordt toegelicht, dat natuurwetten waarschijnlijkheidswetten zijn, terwijl § 10, aan het slot van de Inleiding, iets over vectoren brengt.

Van de onderwerpen, die onder het hoofd „mechanika" worden behandeld, mogen worden genoemd de berekening van traagheidsmomenten, de harmonische trillingen (vrij uitvoerig), uitbreiding van trillingen door straling, het principe van Doppler. Een volgend hoofdstuk is gewijd aan de algemeene gravitatie; daarna volgen de beginselen van de theorie van de potentiaal, de zwaartekracht, den slinger, de dimensieformules.

In het derde gedeelte van het boek worden behandeld meettoestel'en en meetmethoden. Men vindt er o.a. in besproken, planimeters, balansen, vrij uitvoerig de unifilaire en de bifilaire wringbalans, verder de meting van den tijd (chronographen) en verschillende bepalingen van de versnelling van de zwaartekracht.

Onder de grootere leerboeken der natuurkunde neemt het werk van Chwolson ongetwijfeld een eerste plaats in. Zooals wederom dit eerste deel doet zien, munt het uit door de keuze en de rangschikking van de stof, de duidelijkheid der behandeling en door zijn betrouwbaarheid. Vooral mogen nog worden vermeld de goed gekozen literatuuropgaven, die op verschillende plaatsen in het boek voorkomen.

Het is een zeer aanbevelenswaardig boek. M. d. H.

A. Goetze, **Physik und Technik des Hochvacuums.** Friedr. Vieweg und Sohn A.G., Braunschweig 1926. 260 blz. R. M. 16.

Van dit boekje is thans een tweede druk verschenen. De eerste werd reeds vroeger in Physica (III, 8) besproken.

Een belangrijke uitbreiding heeft het hoofdstuk over het evacueeren met chemische- en absorbtie-middelen gekregen. Deze in de techniek veelal gebruikte methodes worden thans uitvoerig besproken. Een nadere kennismaking met deze wijze van werken zal voor menig natuurkundige van groot nut kunnen zijn. G. H.

Handbuch der Physik. Band IX. Theorien der Wärme. Redigiert von F. Henning. VII en 616 blz., 61 figuren. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 46,50; geb. R. M. 49.20.

Dit deel is het eerste van de drie deelen, waarin de warmte is ondergebracht, De beide andere zijn ook reeds verschenen en bevatten: Bd. X, Thermische Eigenschaften der Stoffe, Bd, XI, Anwendung der Thermodynamik.

Band IX bevat de volgende hoofdstukken:

K. F. Herzfeld. Klassische Thermodynamik, 140 blz. Een goede inleiding in de klassieke thermodynamica.

K. Bennewitz. Der Nernst'sche Wärmesatz, 34 blz. Een waardevolle uiteenzetting van het warmtetheorema van Nernst, weergegeven in zijn historische ontwikkeling. De experimenteele toetsingen zijn behandeld in Bd. X, artikel Simon.

A. Smekal. Statische und molekulare Theorie der Wärme, 106 blz. Een uiteenzetting van den oogenblikkelijken stand der moleculair-statistische warmtetheorie. Duidelijk komt hier uit, hoe we nog op zoek zijn naar de toekomstige quanta-statistiek.

Digitized by Google

A. Landé. Axiomatische Begründung der Thermodynamik durch Carathéodory. 60 blz.

A. Byk. Quantentheorie der molaren thermodynamischen Zustandsgrössen, 40 blz.

G. Jäger. Die kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten, 131 blz. Over de nieuwere en niet-Duitsche litteratuur wordt in dit hoofdstuk zeer onvolledig bericht gegeven. Zoo wordt over de dichtheidsschommelingen in een gas of vloeistof niets meer vermeld na Smoluchowski.

W. Jaeger. Erzeugung von Wärme aus anderen Energieformen, 49 blz. Een zeer goed overzicht over de omzetting van de verschillende andere energievormen in warmte, met o.a. vermelding van de nieuwste gegevens betreffende het mechanisch warmte-equivalent.

F. Henning. Temperaturmessung, 90 blz. Een zeer lezenswaardige uiteenzetting van den oogenblikkelijken stand van het vraagstuk der meting van temperaturen. Zooals ook wel niet anders te verwachten was, zijn in strijdpunten de te Berlijn gehuldigde opvattingen op den voorgrond gebracht. Zoo kunnen wij ons niet vereenigen met de in den laatsten tijd door Berlijn gepropageerde waarde -273.20° C. voor het absolute nulpunt. De waarde, die op grond van het geheel der experimenteele gegevens ons op het oogenblik het meest waarschijnlijk voorkomt is -273.12° C., zoodat de waarde, die te Leiden voorloopig nog bij de berekeningen gebruikt wordt, nl. -273.09° C., zeer vermoedelijk dichter bij de waarheid ligt dan de nieuwe Berlijnsche. De kritiek van den schrijver op de Leidsche gasthermometerwaarnemingen achten wij niet gerechtvaardigd. W. H. K.

H. Geiger und K. Scheel, **Handbuch der Physik**, Band II, Elementare Einheiten und ihre Messung, redigiert von Karl Scheel, 522 blz., 297 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 39.60, geb. R. M. 42.

Evenals de vroeger reeds verschenen deelen van het „Handbuch der Physik", maakt ook dit deel een voortreffelijken indruk. De inhoud is verdeeld over een 10-tal hoofdstukken waarin behandeld worden: dimensies, eenheden, maatsystemen de meting van lengten, hoeken, massa's, volumina, specifieke gewichten, van den tijd, van de snelheid, van den druk en van de zwaartekracht, terwijl in het laatste hoofdstuk de algemeene physische constanten besproken worden.

De bewerking der zeer omvangrijke stof is verricht door een groot aantal physici, te velen om allen op te noemen. Voor 't meerendeel zijn zij bekend als autoriteiten op hun gebied en vele artikelen komen mij voor bij uitstek geslaagd te zijn. Dat de wetenschappelijke staf van de Physikalisch Technische Reichsanstalt een groot aandeel in de bewerking zou hebben is begrijpelijk; eveneens, dat de methoden, in gebruik bij de P. T. R., met eenige voorliefde behandeld worden. Algeheele volledigheid is zelfs van een breed opgezet werk als het „Handbuch der Physik" niet te verwachten, noch te eischen.

Toch troffen mij eenige onvolledigheden, die hier volgen.

In het hoofdstuk over de bepaling van het specifiek gewicht van vaste stoffen, gassen en dampen mis ik de beschrijving van methoden ter bepaling van het specifiek gewicht van verzadigde dampen en de zich daarmede in evenwicht bevindende vloeistoffen; eene dergelijke methode is te Leiden reeds omstreeks 20 jaar geleden uitgewerkt en wordt daar nog steeds veelvuldig toegepast.

Digitized by Google

De bladzijden 355 en volgende over de z g. verkorte open kwikmanometers (standaardmanometers voor de meting van hooge drukken) zijn eenigszins onvolledig. De manometer van Thiesen in de Physikalisch Technische Reichsanstalt (1881) wordt afgebeeld en uitvoerig beschreven, hoewel dit instrument nooit behoorlijk gefunctioneerd heeft (mondelinge mededeeling van Prof. Scheel aan den referent) en stellig thans niet meer in gebruik is. Van den manometer van Kamerlingh Onnes, die tot op heden te Leiden voor ijkingen tot 100 atm. gebruikt wordt en die een nauwkeurigheid van $^1/_{10000}$ geeft, wordt geen gewag gemaakt.

Maar dit zijn slechts een paar losse opmerkingen, die niets afdoen aan de groote waarde van dit boek, dat, als geheel, nagenoeg zonder voorbehoud kan worden aanbevolen. C. A. C.

Nieuw leerboek der Physica door *J. W. Boerman, Drs. M. Hellingman* en *K. M. Knip*, voornamelijk ten dienste van kweekscholen en cursussen voor de hoofdacte. Deel I Mechanica, vloeistoffen, gassen. — J. B. Wolters, Groningen, den Haag 1926.

Dit nieuw leerboek is voor het gestelde doel wel geschikt. Vele goed geslaagde teekeningen verduidelijken den tekst.

In par. 16 wordt geen voldoende onderscheid gemaakt tusschen diffusie en osmose. Trouwens de bespreking van deze verschijnselen zou na de behandeling van de statica van gassen beter tot zijn recht komen.

In het algemeen vinden wij het vooral voor de hoofdonderwijzers gewenscht, om de natuurkunde meer van de empirische zijde te leeren kennen. Vragen, zooals op pag. 169 „Hoe verkrijgt men zéér nauwe glazen buisjes?" zijn voor a s. onderwijzers juist geschikt. E. E. M.

MEDEDEELING.

CURSUS OVER NIEUWE ATOOMTHEORIEËN.

De aanvang van den cursus over Nieuwe Atoomtheorieën door prof. dr. H A. Kramers is bepaald op Vrijdag 21 October a.s. te 8 uur 's avonds in het Physisch Laboratorium, Bijlhouwerstraat, Utrecht.

De te behandelen stof zal gebaseerd zijn op de onderstelling, dat de deelnemers bekend zijn met het variatiebeginsel van Hamilton en zijn kanonische bewegingsvergelijkingen, en met de afleiding van de straling van een versneld electron uit de ververgelijkingen van Lorentz.

Men kan zich voor deelneming aanmelden bij Dr. N. H. Kolkmeyer, Emmalaan 10, De Bilt.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 13 Oct. 1927.*

Digitized by Google

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ

EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ

VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

HET RECUEIL DES TRAVAUX CHIMIQUES DES PAYS-BAS,

uitgegeven door de Nederlandsche Chemische Vereeniging,

bevat oorspronkelijke

Wetenschappelijke Verhandelingen op het gebied der Chemie

in de Fransche, Engelsche en Duitsche taal.

De omvang bedraagt normaal 960 bladzijden per jaar octavo. De abonnementsprijs bedraagt f 15.— per completen jaargang exclusief porto voor het buitenland. Leden der Nederl. Chem. Ver. (ook buitenlanders worden als lid toegelaten) betalen slechts f 6.—. Tevens ontvangen de leden voor hunne contributie van f 15.— per jaar het Chemisch Weekblad met het bijblad Chemie en Industrie en het Chemisch Jaarboekje, welke in de Hollandsche taal verschijnen. Hun, die het Recueil wenschen te ontvangen, wordt verzocht dit op te geven aan den Secretaris-Penningmeester van het Algem. Bestuur der Nederlandsche Chemische Vereen., Dr. A. D. DONK, HAARLEM (Holland), Verspronckweg 100.

Digitized by Google

7e JAARGANG 1927 NUMMER 8

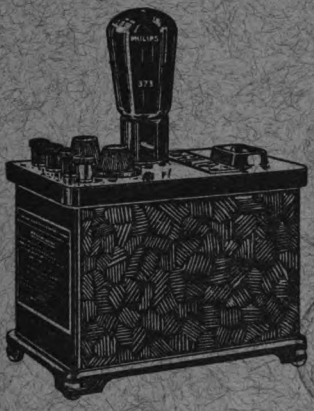
DEC 23 19

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: DR. A. D. FOKKER - DR. E. OOSTERHUIS - DR. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: DR. H. C. BURGER - PROF. DR. J. CLAY - DR. C. A. CROMMELIN PROF. DR. P. EHRENFEST - PROF. DR. JHR. G. J. ELIAS - PROF. DR. E. VAN EVERDINGEN PROF. DR. M. DE HAAS - PROF. DR. W. J. DE HAAS - DR. J. J. HALLO - DR. G. HOLST PROF. DR. W. H. KEESOM - PROF. DR. H. A. KRAMERS - DR. T. VAN LOHUIZEN - PROF. DR. H. A. LORENTZ - DR. A. VAN MAANEN - DR. E. E. MOGENDORFF - PROF. DR. W. J. H. MOLL PROF. DR. L. S. ORNSTEIN - PROF. DR. J. D. VAN DER WAALS - PROF. DR. P. ZEEMAN



PHILIPS

PLAATSPANNINGAPPARAAT

VERVANGT DE ANODEBATTERIJ

CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND

(5—10 WATT.)

PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—

PHILIPS — EINDHOVEN

Digitized by Google

INHOUD.

Blz

Prof. Dr. R. Sissingh † 257

A. D. Fokker, Een skelet voor het natuurkundeonderwijs 259

M. J. O. Strutt, Stabiliseering en labiliseering door trillingen 265

A. Zwaan Kz., Enkele opmerkingen over de quantiseering van het relativistische en niet-relativistische waterstofatoom volgens de methode van Schrödinger. 272

U. Ph. Lely, Een proef, die de krachten demonstreert, welke de continentendrift kan veroorzaken 278

Boekbespreking 281

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8,50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049. Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Conollgweg 1, Santpoort (station).

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

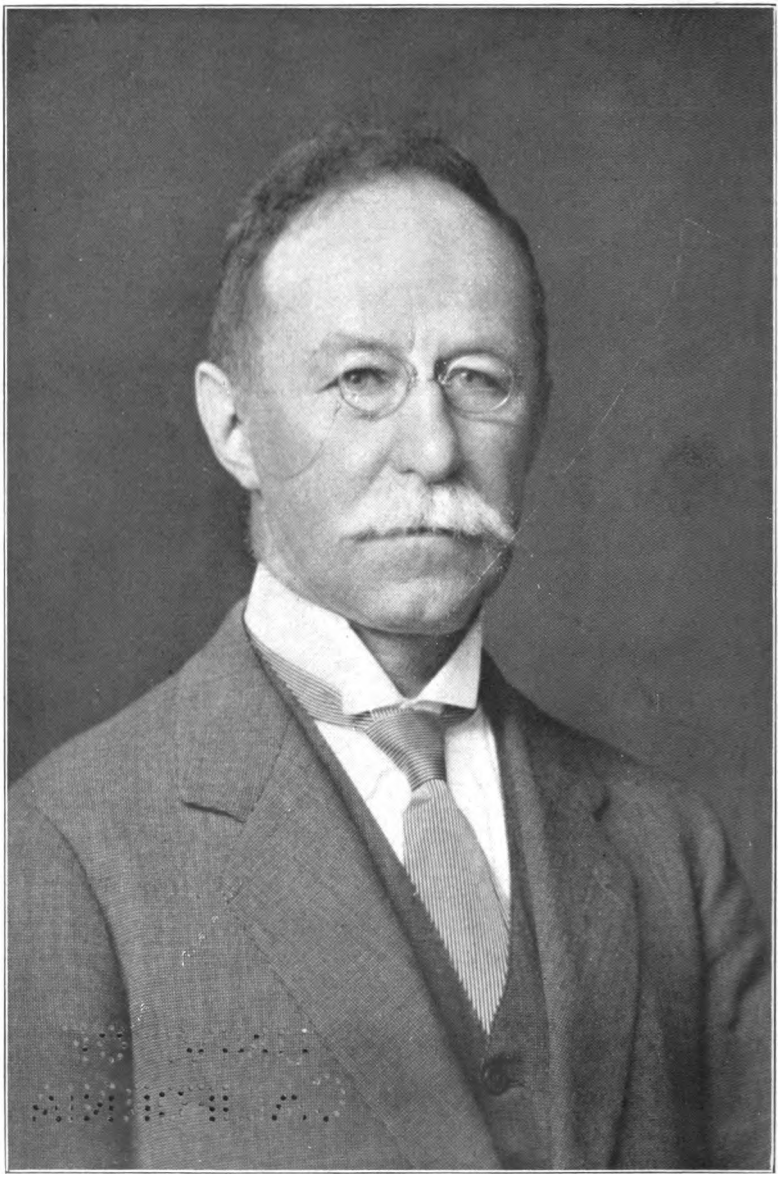
à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

Digitized by Google

Digitized by Google



† Prof. Dr. R. SISSINGH

Digitized by Google

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG 1927 NUMMER 8

PROF. DR. R. SISSINGH †.

Met groot leedwezen zal het bericht van het overlijden van prof. Sissingh door velen vernomen zijn.

Nog niet zoo lang geleden, bij de viering van zijn vijfentwintigjarig ambtsjubileum, is een artikel in dit tijdschrift[1]) aan hem gewijd. Het schrijven van dat artikel was een gemakkelijke taak. Men kon het werken van Sissingh voor zichzelf laten spreken en had de hulp van qualificaties niet noodig om waardeering voor zulk een onbaatzuchtigen en stoeren arbeid op te wekken. Onbaatzuchtig wel in hooge mate; want zulk werken zoude, indien daarnaar gestreefd ware, veel meer welslagen naar het uiterlijk hebben kunnen verschaffen. Maar naar dit laatste ging het streven van Sissingh in 't geheel niet uit. Men behoeft om dit te zien slechts aan te halen, wat wel het leidend beginsel van dit leven is geweest en wat Sissingh reeds in zijn inaugureele rede aan zijn studenten poogde in te prenten: *„Bedenken wij steeds dat niet zoozeer de vrucht van den arbeid, als de arbeid zelf, den beoefenaar der wetenschap verder brengt"*.

En toch kon waardeering van anderen hem natuurlijk niet onverschillig zijn. Het lag alleen maar niet in zijn aard, die anderen in de gelegenheid te stellen, daarvan te doen blijken. Maar hoe heeft het hem goed gedaan, toen naar aanleiding van het bedoelde jubileum de grootmeester Kamerlingh Onnes hem de volle maat zijner waardeering gaf. En tusschen die beiden was dat geen

[1]) Physica 2, 129, 1922.
De foto, welke als origineel heeft gediend voor het hierbij afgedrukte portret, ontvingen wij van Mevrouw Sissingh door vriendelijke bemiddeling van Drs. C. Lakeman. — Red.

Digitized by Google

phrase. Hier kon de eene Werker den anderen prijzen. Maar ook hier weer was het de strikte wensch van Sissingh, dat van de huldiging niets naar buiten zoude blijken.

Nu bij de bedoelde gelegenheid reeds een overzicht van Sissingh's werk gegeven is, heeft het geen zin daarop nogmaals in te gaan. Hij is sedert dien tijd met onverminderden werklust in denzelfden zin voortgegaan. Vooral het onderzoek van oppervlaktelagen, van den compensator van Babinet, van het veld van den nicol en in den laatsten tijd ook van Röntgenspektra had zijn aandacht. Tezamen met zijn leerlingen bewerkte hij op deze gebieden publicaties. Sedert 1923 berustte het directoraat van het Natuurkundig Laboratorium bij hem, nadat Prof. Zeeman het naastgelegen Laboratorium Physica betrokken had.

Aan het einde van den loopenden cursus zou de wet den zeventigjarige gedwongen hebben, zijn ambt neer te leggen. Het was zijne bedoeling, dan ook werkelijk rust te nemen. Maar of zijn bedrijvige aard hem dit veroorloofd zou hebben, mag betwijfeld worden. Reeds waren er plannen in wording om hem bij dit aftreden nog eens de hulde, die hij zoozeer verdiende, te brengen. Midden in zijn werk is hij echter getroffen door de ziekte, die hem nog geen veertien dagen later, op 24 October 1927, neervelde.

Sissingh is 3 Februari 1858 te Delfzijl geboren, doorliep het lager onderwijs te Harlingen, het middelbaar onderwijs te Rotterdam, studeerde te Leiden, promoveerde aldaar in 1885, was van 1881 tot 1890 leeraar aan de avondschool van Mathesis, waarvan hij in 1890 lid van verdienste werd, was van 1881 tot 1888 assistent, eerst bij Rijke, daarna bij Kamerlingh Onnes, was ook privaatdocent, van 1888 tot 1890 leeraar aan de H. B. S. te Delft, van 1888 tot 1897 aan de Polytechnische School aldaar en werd in 1897 buitengewoon en in 1907 gewoon hoogleeraar aan de Universiteit van Amsterdam. Op zijn ziekbed bereikte hem het bericht, dat hij bij gelegenheid van het 50-jarig bestaan van die Universiteit als nestor der hoogleeraren benoemd was tot ridder in de orde van den Nederlandschen Leeuw.

Als mensch en als hoogleeraar zullen velen hem met eerbied gedenken.

N. H. KOLKMEIJER.

Digitized by Google

EEN SKELET VOOR HET NATUURKUNDEONDERWIJS [1])

door A. D. FOKKER.

Men moet zorgen dat men om een skelet, dat den innerlijken samenhang der wetenschap doet uitkomen, de stof groepeert.
dr. T. van Lohuizen.

Zooals u bekend is, houdt een door de Nederl. Natuurk. Vereeniging in het leven geroepen commissie van leeraars zich bezig met de bestudeering van de inrichting van het natuurkundeonderwijs aan Hoogere Burgerscholen en Gymnasia. Een verslag van door die commissie ingeleide besprekingen ter gelegenheid van het jongste Natuur- en Geneeskundig Congres heeft men in „Physica" kunnen lezen.

Het lijkt mij gewenscht, dat wij ook in den boezem der vereeniging ons eens rekenschap geven uit welke gezichtspunten de keuze van de stof zal moeten worden geleid.

De vragen van paedagogischen aard zullen wij vanmiddag misschien eenigszins terzijde mogen laten. Of men praktische oefeningen in eigen waarneming zal inschakelen of niet; of men de stof in één ronde door wil gaan, of na een eerste ronde van kennismaking een tweede ronde van verdieping en samenweving van de kennis wil betrachten; hoeveel men van buiten wil laten leeren, hoeveel door eigen nadenken wil laten verwerven; dat zijn alles vragen, die stellig bij de keuze van de stof om den hoek komen kijken, even goed als de persoonlijke smaak dat doet, maar die wij liever op den achtergrond willen laten als wij willen nagaan wat uit den rijken schat der natuurkunde op school aan de jeugd moet worden verstrekt.

De moeilijkheid ligt in den grooten rijkdom van dien schat. Elk van ons, elk leeraar, heeft weer meer oog voor een ander onderdeel. Elk heeft zijn speciale begaafdheid. Wanneer men zoekt naar een centrale leiddraad, dan moet deze ruimte laten aan de verscheidenheid van initiatief der leeraars, aanknoopingspunten bieden voor zoowel technische toepassingen, die den een fascineeren, als voor het epische van de moderne ontdekkingen, die den ander met bewondering vervullen.

[1]) Voordracht in de Ned. Natuurkundige Vereeniging, 24 Sept. 1927.

Digitized by Google

Zoo'n centrale leiddraad moet zijn als een skelet. Het persoonlijke wetenschappelijke leven en de begaafde levendigheid der docenten zullen aan het onderwijs vleesch en bloed moeten geven, maar deze spieren moeten hun aanhechtingspunt vinden in de ledematen van een kernvast en toch beweeglijk geraamte, overzichtelijk en eenvoudig gebouwd. Om met dr. van Lohuizen te spreken: „men moet zorgen dat men om een skelet, dat den innerlijken samenhang der wetenschap doet uitkomen, de stof groepeert". Laat ons thans naar zoo'n skelet zoeken.

Ik hoop dat u het met mij zult eens zijn, dat wij niet moeten zoeken naar een enumeratiemethode om de verschillende gebieden der physica op te noemen. Wij willen zoeken naar de centrale punten van ons vak. Eigenlijk is het moeilijk om in gezelschap te te zoeken. Zoeken doet het best ieder voor zich. Het zal gemakkelijker zijn wanneer ik u eenige belangrijke geledingen aanbied, die mijns inziens het skelet zal moeten hebben.

In de eerste plaats denk ik aan deze fundamenteele teleurstelling der menschheid: de experimenteele onmogelijkheid van een perpetuum mobile. De hoop dat men een toestel zal kunnen uitvinden dat om niet voor ons werken zou, of om niet ons verwarmen zou zonder op te raken, is vervlogen. De menschheid heeft telkens wanneer zij die hoop opgaf — op een perpetuum mobile van de eerste soort, en later op een perpetuum mobile van de tweede soort — hare teleurstelling op de natuur gewroken door deze te onderwerpen aan wetten, aan de z.g. eerste, en vervolgens aan de tweede hoofdwet.

Wie „eerste hoofdwet" zegt, zegt *behoud van energie*, wie de tweede hoofdwet noemt, voegt daaraan toe *niet-omkeerbaarheid* in de verschijnselen. Gaat men op de niet-omkeerbaarheid in, dan blijkt deze te bestaan in de ongeordendheid, en de niet-ordenbaarheid van *atomische* processen. Atomen stellen de discreetheid van de materie tegenover de continuïteit van het *veld*, waarin hun werkingen gebeuren. De overbrenging van de werkingen door het veld brengt ons tot de voortplanting van *golven*. Wanneer ik nu aan deze vijf titels, het behoud van energie en omkeerbaarheid, de niet-omkeerbaarheid, de atoomwereld, de velden, de golfvoortplantingen, toevoeg een zesde, waar er van geen omkeerbaarheid of niet-omkeerbaarheid sprake is omdat er niets verandert, namelijk het *evenwicht*, dan zijn geloof ik de hoofdlijnen getrokken,

Digitized by Google

waarbinnen en waaromheen het verdere een natuurlijke groepeering kan vinden. Laat ons een nadere uitwerking onder de oogen zien.

Evenwicht. Onder dezen titel vallen de *statische werktuigen;* aan de hand van deze komt men tot het *evenwicht* en de *samenstelling* van *evenwijdige en van snijdende krachten.* Bij de statische werktuigen komt ook het begrip arbeid, en het inzicht dat men *geen arbeid winnen kan.* Hiertoe komt men ook, door het evenwicht te zien als tot stilstand gekomen beweging, en op te merken dat daarbij *alle massaas zoo laag mogelijk* zijn, of om een kunstterm te gebruiken: de potentieele energie is in het evenwicht een maximum, bij virtueele verplaatsingen verandert zij niet. Dit zelfde gezichtspunt: alle massaas zoo laag mogelijk, beheerscht het evenwicht van vloeistoffen, de *hydrostatica,* drijven, zinken, enz. Het bedrag der *potentieele energie bij een uitwijking* uit den evenwichtstand, hetzij bij een slingeruitwijking, een elastische uitwijking, bij een afwijking van vloeistofevenwicht, ook bij een geladen condensator geeft een gemeenschappelijke kwadratische formule in de uiteenloopende gevallen.

Omkeerbaarheid. Het gezichtspunt van de omkeerbaarheid is van zeer groot belang. Het omvat al die wederkeerigheden, al die reciprociteiten in de verschijnselen, vanaf Newton's actie en reactie tot de electrische stroomopwekking door magnetische inductie. Faraday liep tijdenlang rond met een magneet op zak, en piekerde over de verwezenlijking van zijn geloofstelling: wanneer men met een stroom een magneet kan maken, moet men ook met een magneet stroom kunnen maken. Wanneer wij daaraan denken, krijgen wij een besef hoe diep de omkeerbaarheid zit zoo in ons denken als in de natuur.

Bij de alledaagsche beweging van lichamen, die niet omkeerbaar is, merken wij dat het de wrijving is, die de bewegingen doet ophouden en niet-omkeerbaar maakt. Voorloopig moeten wij de wrijving uitschakelen. Het beste gelukt dit bij de bewegingen onder den invloed der zwaartekracht. In de *valbeweging langs hellende vlakken* leert men de eenparig versnelde bewegingen, al naar de helling, met versnelling nul tot de versnelling van den vrijen val, g. Bij de *slinger*beweging leert men een niet-eenparig versnelde beweging kennen. De onmogelijkheid van een perpetuum mobile; dat het niet slechts met behulp van statische werktuigen

Digitized by Google

maar ook met behulp van omkeerbare bewegingen van massaas niet mogelijk is om arbeid te winnen, leidt tot de conclusie dat *geen hoogte te winnen is, noch te verliezen*, zoolang de beweging omkeerbaar is. Uit deze stelling kan men afleiden dat de versnelling langs een hellend vlak tot de vrije-valversnelling staat in een sinusverhouding van den hellingshoek. Dat ook de werkzame gewichtscomponent met dien sinus verandert leidt tot de bewegingswet: *evenredigheid van kracht en de toeneming per tijdseenheid der hoeveelheid van beweging*. Men ontmoet hier de *traagheidskracht* en de *middelpuntvliedende kracht*.

Maar laat ons terugkeeren tot de stelling dat massaas door omkeerbare beweging hoogte kunnen winnen noch verliezen. Dit is den grond reeds het *behoud van arbeidsvermogen*, wanneer men maar eerst datgene, dat een bewegende massa in staat stelt om eventueel weer tot zekere hoogte te stijgen, als potentieele hoogte, als vermogen om haar eigen gewicht te heffen als *kinetische energie* definieert.

Het behoud van energie; en de *omzetting van potentieele energie in kinetische en omgekeerd*, geeft het hoofdstuk van de *schommelingen*: van een slinger, ook elastische slingers, van waterschommelingen, van electrische trillingen, het geeft ook de sleutel tot de *hydrodynamica*.

Naast het behoud van energie staat het *behoud van de hoeveelheid van beweging*, zooals dat werkzaam is bij de botsingen, bij *dynamische werktuigen*, als hamer, vuurpijl, propeller, zeil, vleugel, regulateur, centrifugaalpompen, turbines en ook het *behoud van hoeveelheid van draaiing*.

Tenslotte beheerscht het behoud van hoeveelheid van beweging ook de actie en reactie van *electrische stroomen* en *van magneten*, en de *stroomopwekking* door beweging in een magnetisch veld en door inductie. Dit geeft het aanknoopingspunt voor de *electrodynamische machines*, dynamo's en motoren, en transformatoren. Ziet men van de weerstandsverliezen af, en hier doen wij dat, omdat wij de omkeerbaarheid op het oog hebben, dan hebben wij hier nog een hoofdstuk van de *omkeerbare omzettingen van mechanische in electromagnetische energie*.

Velden. De titel velden geeft eigenlijk geen nieuw groepeeringsmiddelpunt. Het gaat hier meer om het besef, dat het onzichtbare gebied tusschen de materie evengoed zetel is van verschijnselen,

Digitized by Google

als de materie. De *krachtlijnen* en *potentiaalvlakken*, in *electrische* en *magnetische velden*, ook het aardmagnetische veld, de dielectrische constante, de magnetische permeabiliteit, de gedachte aan de energie en de energieomzettingen in het veld behooren hieronder. De omzettingen van energie in het veld en de uitstraling van energie leiden de voortplanting in van golven.

Golfvoortplanting. De *golftheorie van Huijgens* is hier het groote centrum. *Voortplanting* van geluidsgolven en van lichtgolven, ook hun Dopplereffect worden onder één gezichtspunt gebracht. Bij het *geluid* heeft men te denken aan de trillingen van de geluidsbronnen. aan de superpositie van *grond-* en *boventonen*, aan de *resonantie*, aan *zwevingen*. Bij de *optica* zijn het de fundamenteele instrumenten *spiegel*, *prisma*, *lens*, *spektroskoop* en *buigingstralie* die de hoofdstukken terugkaatsing, breking, afbeelding, dispersie, golflengte, bepalen. *Interferentie* en *polarisatie* dringen de golfvoorstelling op en de transversaliteit der lichtgolven.

De continue overgang in het *spectrum*, van de kilometers lange electrische golven tot de uiterst korte van X-stralen en γ-stralen, getuigt hier grootsch van de eenheid in het onderscheidene. Dat er *karakteristieke* spectra van de elementen zijn, van de optische tot de X-stralen spectra, behoort hier thuis, eveneens de *structuren* der eenvoudigste *kristallen*.

Niet-omkeerbaarheid. Wij merkten reeds op, wat de oorzaak was van de niet-omkeerbaarheid der bewegingen: de *wrijving*. Dit fundamenteele verschijnsel is verwant met de *plastische deformatie* van kristallen, dat het wezenlijke is van het smeden en andere metaalbewerkingen, met de *splijting van kristallen* of, algemeener: breuk, met de *inwendige wrijving* van vloeistoffen. Het is van belang, te weten wat men technisch doet om deze wrijving te verminderen en ook de *turbulente wrijving* zooveel mogelijk te voorkomen.

Het essentieele bij deze niet-omkeerbare uitputting der bewegingen is, dat waar arbeid verloren gaat, warmte ontstaat. Wij zijn aan het hoofdstuk van het *mechanisch warmte-equivalent*. De omzetting van arbeid in warmte wekt de vraag naar het omgekeerde, de omzetting van warmte in arbeid. Afgezien van de warmte-omzetting bij *isotherme volumenverandering* van een gas, die omkeerbaar kan zijn, en die het verschil opheldert tusschen de soortelijke

Digitized by Google

warmte van gassen bij constant volumen en bij constanten druk, heeft men daarvan natuurlijk veel sprekender voorbeelden in de *calorische machines*, de stoommachine en den explosiemotor en in den arbeid, dien de ons door de zon toegestraalde warmte in de atmosfeer verricht.

Niet alleen mechanische energie kan verloren gaan en als warmte teruggevonden worden. Ook in den *electrischen* stroom wordt *warmte ontwikkeld.* Bij de *magnetische demping en de foucaultstroomen* is de omzetting van mechanische in electrische en van deze in warmte haast niet meer te scheiden. De *Peltier-warmte*-ontwikkeling en haar tegenhanger de *thermo-electrische stroomen* vallen ook in deze rubriek.

Wat is die warmte dan, als energie erin kan worden omgezet? Dit leidt ons tot het *kinetische hoofdstuk*, waarin de warmte wordt gezien als de ongeordende beweging van de moleculen. De browniaansche beweging, de botsingsdruk der moleculen, hun onderlinge aantrekking en de afwijking der ideale gaswetten, de vloeibaarmaking der gassen, de capillariteit komen hier in een eigen licht te staan. Ook de kinetische beschouwingen in de electriciteitsleer, de geleiding van den stroom — in metalen door electronen, in electrolyten door positieve en negatieve ionen — de electrochemie die vastzit aan de galvanische elementen en de accumulatoren sluit hierbij aan, en de ontlading in verdunde gassen door electronen en positieve ionen.

Atoomwereld. De niet-omkeerbaarheid heeft ons vanzelf gebracht tot de atoomwereld. Wat *kathodestralen* zijn, electronen, heeft men in de eerste plaats noodig te weten. De *kanaalstralen* en de z.g. massaspektrograaf van A s t o n geven ons de atoomrompen. Behalve deze atomische voorwerpen zijn er ook atomische processen. De kathodestralen kunnen *X-stralen* opwekken, en omgekeerd kunnen deze door *foto-electrische* werking weer kathodestralen geven.

Men zou hier nog wel meer atomische verschijnselen aan kunnen toevoegen, met name kunnen wij denken aan de botsingen, aan de lichtemissies, en hun omgekeerden, maar men zal zich zeer moeten beperken. Men zal echter niet kunnen zwijgen over de *Radioactiviteit*, men zou iets zeer belangrijks weglaten als men niet over de alpha-, beta- en gammastralen handelde en over de successieve stukbrokkeling in een der radioactieve families.

Digitized by Google

In het voorgaande hoop ik u een skelet te hebben aangeboden, dat in staat is aan de voorkomende onderwerpen een hun organisch toekomende plaats toe te kennen, en ook eenigszins hun belang, met het oog op het geheel, te beoordeelen. Ik vlei mij, dat het in staat is, den innerlijken samenhang der wetenschap te doen uitkomen. Ik durf niet te zeggen, dat men de leerlingen zoover zal kunnen krijgen dat zij den samenhang van het geheele schema overzien. Daar behoort een bijzondere begaafdheid toe. Niettemin zullen vele onderdeelen gelegenheid verschaffen zich te oefenen in het overzicht krijgen van den samenhang in een beperkt gebied. Maar het is ook geen vereischte, dat de jongens het geheel zullen overzien. Ik zal mijn doel bereikt achten, wanneer de docent in het skelet een steunsel zal vermogen te vinden en de mogelijkheid van een oriënteering naar algemeene gezichtspunten.

Ik heb getracht te zoeken naar de wezenlijke kernpunten van ons vak, met zijn tweeledig aangezicht van zoeken der waarheid, en dienstbaar maken der natuurkrachten. De paedagogische methoden zijn hulpmiddel om die kernpunten bij te brengen, evenals de toestellen in de kast van het leslokaal. Misschien is van den kant onzer vereeniging een poging niet misplaatst om te omschrijven hoe wij het vak zien als zoodanig, afgezien van de hulpmiddelen. Het staat voor mij vast, dat een uitstekende verzorging van het natuurkundeonderwijs essentieel is voor de ontwikkeling der welvaarts- en beschavingsmogelijkheden voor ons land. Ik eindig met den wensch, dat onze collega's leeraren nimmer zullen versagen bij hun moeilijk werk, en uit een gestadige aanraking met hun wetenschap hun moed en bezieling steeds zullen weten te vernieuwen.

STABILISEERING EN LABILISEERING DOOR TRILLINGEN [1])

door M. J. O. STRUTT.

Wanneer een deeltje zich beweegt onder den invloed van een kracht, die recht of tegengesteld evenredig is met de elongatie van dat punt uit een beginstand, dan voldoet deze elongatie y aan de bekende vergelijking:

$$1) \qquad \frac{d^2y}{d\tau^2} + \omega_0^2 \cdot y = 0 \,. \; (\tau = \text{tijd}) \,.$$

[1]) Voordracht in de Ned. Natuurkundige Vereeniging, 24 September 1927 te Amsterdam.

Digitized by Google

In het eerstgenoemde geval is ω_0^2 negatief en neemt de elongatie voortdurend toe met den tijd, wanneer het punt door een willekeurigen (eindigen) impuls uit zijn begintoestand gebracht is. De bewegingstoestand is *labiel* te noemen.

In het laatstgenoemde geval is ω_0^2 positief en de elongatie blijft steeds tusschen eindige grenzen schommelen, wanneer een willekeurige (eindige) impuls het punt uit den evenwichtsstand heeft gestooten. De bewegingswijze is *stabiel.*

Het eerste geval is (bij kleine elongaties) verwerkelijkt in een physische slinger, die met het ondersteuningspunt beneden en en de massa loodrecht er boven is opgesteld. Bij een kleinen stoot valt hij om *(labiel).*

Het tweede geval treedt (weer bij kleine elongaties) op bij een slinger, die in den normalen stand opgehangen is. Een stoot veroorzaakt een sinusbeweging *(stabiel).*

Het kan nu voorkomen, dat de kracht, welke op het deeltje werkt weliswaar op de bovengenoemde wijze van de elongatie afhangt, doch tevens periodiek met den tijd variëert, zoodat de vergelijking (1) de gedaante verkrijgt:

$$2) \qquad \frac{d^2y}{d\tau^2} + (\omega_0 + \alpha_0^2 \cos p\tau) \cdot y = 0.$$

Men kan dit geval verwezenlijken, door b.v. het ondersteuningspunt van den slinger met de hoekfrequentie p op en neer te bewegen, hetgeen zooals Rayleigh [1]) opmerkte, overeenkomt met een periodieke fluctuatie der gravitatiekracht ter plaatse van den slinger.

De vraag rijst, of voor negatieve ω_0^2, dus voor het geval, dat zonder „rimpel" in de kracht de bewegingstoestand *labiel* zou zijn, thans tengevolge van den rimpel $\alpha_0^2 \cos p\tau$ *stabiele* bewegingswijzen kunnen optreden. Is dit het geval, dan heeft men te maken met „stabiliseering door trillingen".

Dat voor amplitudo's α_0^2 van den rimpel, klein t.o.v. ω_0^2, en bij hoekfrequenties p, groot t.o.v. ω_0. dus voor

$$p \gg \omega_0,$$
$$\alpha_0 \ll \omega_0,$$

stabiliseering kan optreden is uit de litteratuur bekend [2]).

1) Theory of Sound. I. p. 82 (uitgave 1926).
2) Balth. v. d. Pol. Physica. 1925. p. 157. A. Stephenson. Proc. Manchester Phil. Soc., 52, 8. 1908. G. Hamel. Math. Annalen Bd. 73, p. 371, 1912.

Digitized by Google

Verder kan men vragen, of voor positieve ω_0^2 dus voor het geval, dat zonder „rimpel" in de kracht de beweginswijze stabiel is, tengevolge van den rimpel labiele bewegingstoestanden kunnen optreden. In dit laatste geval kan men spreken van „labiliseering" door trillingen.

Ook deze tweede vraag werd tot nog toe slechts onderzocht voor α_0^2 zeer klein t.o.v. ω_0^2. Zelfs voor dit geval zijn echter de in de litteratuur opgegeven resultaten gedeeltelijk met elkaar in strijd [1]), zoodat een afdoend antwoord, voor zoover mij bekend, niet gegeven was.

De drie parameters, die in de verg. 2 voor komen, kan men gemakkelijk terugbrengen tot twee:

$$\frac{d^2y}{dt^2} + y\,.\,(\omega^2 + \alpha^2 \cos t) = 0, \tag{3}$$

met

$$p\tau = t,$$
$$\frac{\omega_0^2}{p^2} = \omega^2,$$
$$\frac{\alpha_0^2}{p^2} = \alpha^2.$$

De vergelijking (3) is van het type van Mathieu [2]). Ze wordt uitvoerig behandeld in een artikel, getiteld: „On the stability of the Solutions of Mathieu's equation", door Balth. v. d. Pol en schrijver dezes, dat binnenkort in de Phil. Mag. verschijnen zal. Naar dit artikel zij voor alle zuiver mathematische questies verwezen [3]).

Daar de discussie van het gedrag der oplossingen van verg. (3) niet eenvoudig is, werd vooraf het mathematisch veel eenvoudiger geval beschouwd, dat de „rimpel" niet sinussoïdaal doch rechthoekig met den tijd verloopt (fig. 1). In dit geval is de vergelijking in elk der intervallen met sinus- en cosinusfuncties op te lossen, terwijl voor de aansluiting tusschen twee intervallen de condities bestaan, dat y en dy/dt continu zijn. Te samen met de twee beginvoorwaarden is hiermede de oplossing volledig bepaald. Deze oplossing werd reeds door E. Meisner [4]) beschouwd voor het geval, dat

1) H. Poincaré: Méthodes nouvelles de la Mécanique céleste tome II, p. 229. F. Tisserand: Traité de la mécanique celeste, t. III, p. 1. A. Liapounoff, Ann. Fac. de Sciences de Toulouse. 2, IX, p. 406.

2) Whittaker and Watson, Modern Analysis, 1920 p. 404. P. Humbert, Fonctions de Mathieu Gauthier Villars, 1926.

3) Zie ook M. J. O. Strutt, Wirbelströme im elliptischen Zilinder (verschijnt binnenkort in de Ann. der Phys.)

4) Schweizer, Bauzeitung, 1918, p. 95.

Digitized by Google

$$a^2 \leqq \omega^2$$

is. Ze is steeds van het type:

$$A\, e^{\mu t}\, \Phi(t) + B\, e^{-\mu t}\, \Psi(t).$$

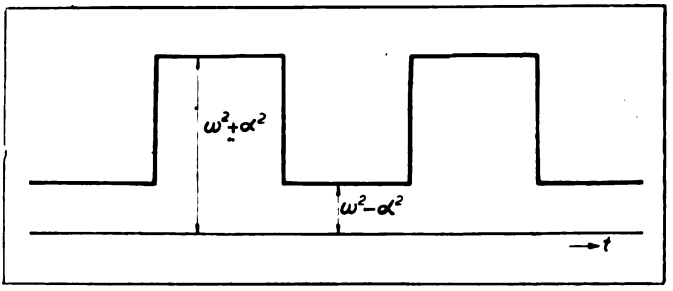


Fig. 1.

met de integratieconstanten A en B en een exponent μ, onafhankelijk van den tijd, terwijl Φ en Ψ periodieke functies van t zijn. Nu is duidelijk, dat voor *reëele* of *complexe* μ de bewegingstoestand *labiel* is. Ze is *stabiel voor imaginaire* μ. Men kan μ als functie van a^2 en ω^2 berekenen (zie het boven geciteerde artikel). Dit werd uitgevoerd en het resultaat is samengevat in fig. 2.

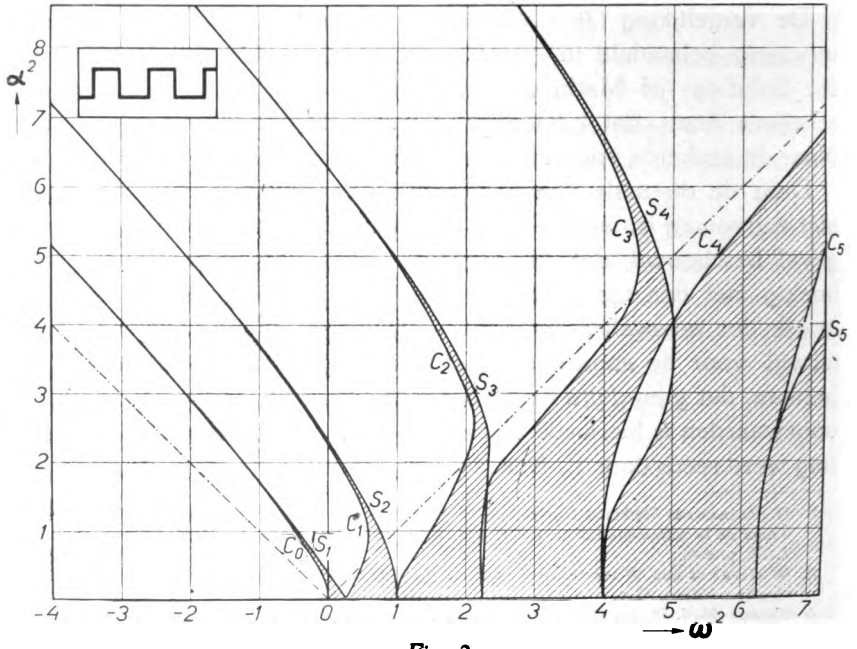


Fig. 2.

Digitized by Google

In de *gearceerde* gebieden is de bewegingstoestand *stabiel,* in de *wit* gelaten gebieden *labiel.*

Men ziet uit deze fig. het volgende:

I. Is $a < \omega$ en ω^2 positief, dan overwegen de stabiele bewegingswijzen. Er treden echter ook labiele bewegingswijzen op. We hebben dus inderdaad „labiliseering door trillingen".

II. Is $a > \omega$ en ω^2 positief, dan overwegen de labiele gebieden. Hier heerscht ook nog „labiliseering door trilllingen", daar zonder rimpel hier de bewegingswijze geheel stabiel zou zijn.

III. Is $a > \omega$ en ω^2 negatief, dan overwegen de labiele gebieden. Hier heeft men „stabiliseering door trillingen", daar hier de bewegingswijze zonder rimpel geheel labiel zou zijn.

IV. Is $a < \omega$ en ω^2 negatief, dan blijkt uit de differentiaalvergelijking 3, dat een stabiele bewegingswijze onmogelijk is.

Het geval III passen we toe op den reeds eerder genoemden omgekeerden slinger. Voor

$$a \ll 1,$$
$$\text{en } |\omega| \ll 1,$$

hetgeen, daar a^2 gelijk is aan de amplitudo der beweging van het ondersteuningspunt gedeeld door de slingerlengte [1]), beteekent, een *lange* slinger t.o.v. de amplitudo van het ondersteuningspunt en en een hoekfrequentie p groot t.o.v. $\sqrt{\frac{g}{l}}$, met

$g =$ versnellingszwaartekracht,
$l =$ slingerlengte,

treedt er stabiliseering door kleine trillingen op. Voor een korteren slinger bij dezelfde amplitudo treedt de stabiliseering reeds voor grootere $|\omega^2|$, dat is kleinere frequentie van den rimpel op. Wanneer eindelijk de slingerlengte ongeveer slechts 2 maal de amplitudo is, wordt de slinger bij betrekkelijk lage frequentie reeds stabiel, doch treedt voor hooge frequenties in het geheel geen stabliseering meer op.

Met zulk een korten slinger kunnen we dus het volgende experiment uitvoeren. We laten de frequentie van den rimpel steeds toenemen. De slinger is bij zeer lage rimpelfrequentie labiel, wordt dan stabiel en valt ten slotte bij steeds stijgende frequentie weer om (labiel). (Demonstratie).

1) Balth. v. d. Pol, Physica. l.c.

Digitized by Google

Theoretisch kan men met zeer korte slingers zelfs met toenemende frequentie vele malen een afwisselend labiel en stabiel worden na elkaar bereiken, (practisch moeilijk uitvoerbaar wegens de uitermate smalle stabiele strooken voor groote α).

De differentiaalvergelijking van Mathieu (3) werd ten slotte ook beschouwd met behulp van Mathieu's reeksen, die voor het

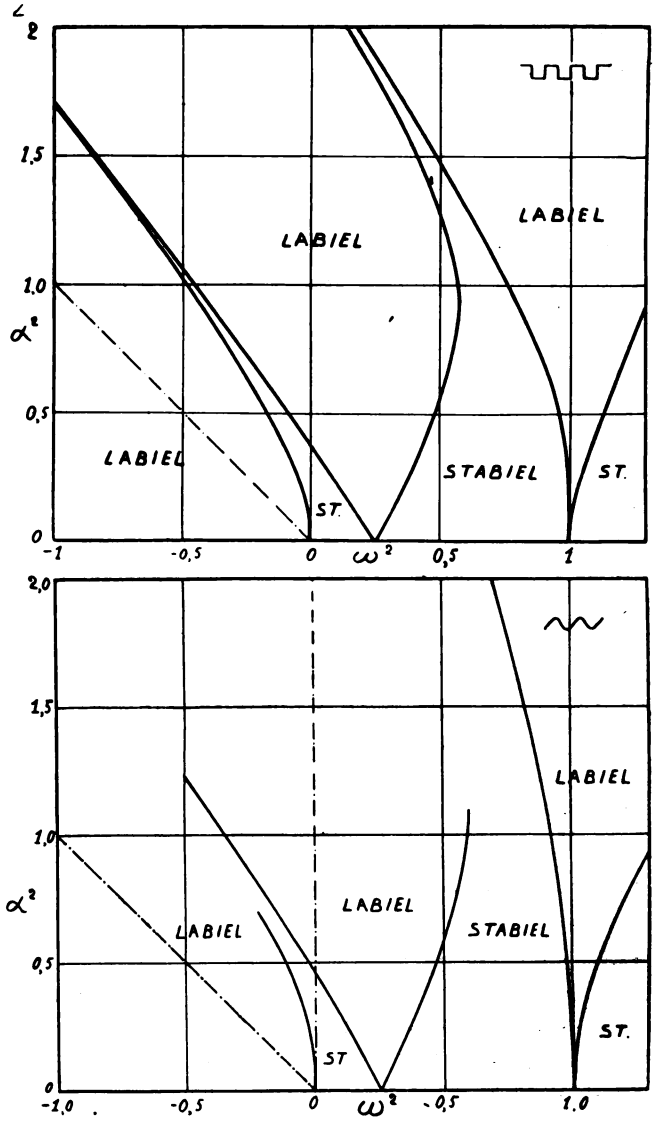


Fig. 3.

Digitized by Google

hier optredende doel (beginvraagstuk), voor zoover mij bekend, nog niet werden toegepast.

Het resultaat is in fig. 3 weergeven voor een klein deel van het (ω^2, a^2)-vlak. En wel heeft de bovenste grafiek betrekking op een rechthoekige, de onderste op een sinusvormige „rimpel". Men ziet, dat een omgekeerde slinger (negatieve ω^2) voor stijgende hoekfrequentie van de beweging van het ondersteuningspunt (afnemende $|\omega^2|$) eerder (reeds voor grootere $|\omega^2|$) stabiel wordt, wanneer de „rimpel" rechthoekig, dan wanneer deze sinusvormig is. Rekent men een en ander na, dan blijkt dat men, om in beide gevallen bij dezelfde frequentie een zelfde gedrag te verkrijgen, ongeveer de amplitudo van de eerste harmonische van de rechthoekige rimpel moet vergelijken met de amplitudo van de sinusvormige rimpel [1]).

Wellicht mag men algemeen hieruit de conclusie trekken, dat voor kleine rimpels:

$$a \ll 1,$$
en ω^2 negatief

bij een willekeurige gedaante (Fourierreeks) van den rimpel ongeveer de amplitudo van de eerste harmonische genomen kan worden voor het bepalen der labiele en stabiele gebieden.

Het bestaan van de „labiliseering" voor kleine a en voor voor $\omega = \frac{1}{2}, 1, 1\frac{1}{2}, 2, 2\frac{1}{2} \ldots\ldots$ schijnt experimenteel aangetoond te zijn door de proeven van Melde [2]) en Elsas [3]).

Verdere physische toepassingen der theorie worden in het reeds vroeger geciteerde uitvoerige artikel genoemd.

Zusammenfassung.

Die durch Gleichung 2 gegebene Bewegung kann unter Umständen labil sein (unbegrenztes Anwachsen der Ausschläge bei endlichem Anfangsimpuls). In einer Ebene mit den zwei Parametern a und ω aus Gleichung 3 als Koordinaten werden diejenigen Gebiete (fig. 2 und 3) angegeben in denen die Bewegung stabil (schraffiert) und labil (weiss) ist. Die Verhältnisse in einem Teil dieser Gebiete wurden experimentell mittels eines umgekehrten Pendels kontrolliert. Für den mathematischen Teil wird nach einem in der Phil. Mag. erscheinenden Aufsatz verwiesen.

Eindhoven, Oct. 1927. NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

1) Deze opmerking heb ik aan den Heer B. D. H. Tellegen te danken.
2) Lord Rayleigh, Scient. Papers. III, p. 1.
3) Annalen der Phys., 23, 1884, p. 189.

Digitized by Google

ENKELE OPMERKINGEN OVER DE QUANTISEERING VAN HET RELATIVISTISCHE EN NIET-RELATIVISTISCHE WATERSTOFATOOM VOLGENS DE METHODE VAN SCHRÖDINGER

door A. ZWAAN KZ.

§ 1. Schrödinger [1]) maakt ter berekening van de energiewaarden van het waterstofatoom gebruik van de golfvergelijking:

$$\triangle \Psi + \frac{2m}{K^2}\left(E + \frac{e^2}{r}\right)\Psi = 0 \text{ (niet-relativistisch geval).}$$

Voor het relativistisch geval volstaat hij met de opmerking, dat volgens dezelfde rekenmethode als in genoemd artikel, de Sommerfeldsche fijnstructuur-formule kan worden verkregen, behalve dat de radiaal en azimuthaal quantumgetallen „halftallig" worden. De berekening wordt niet aangegeven, maar is in een latere publicatie van Fock nader aangeduid [2]). In de voorrede van zijn „Abhandlungen zur Wellenmechanik" wordt er op gewezen, dat deze relativistische formule verbetering behoeft. Met behulp van de hypothese van het roteerende electron van Uhlenbeck-Goudsmit kan men nu volgens de storingsrekening (IIIe mededeeling) een resultaat bereiken, dat in eerste benadering overeenstemt met de waarneming en de fijnstructuurformule van Sommerfeld, zooals die volgens klassieke methoden is afgeleid [3]).

Een consequente toepassing van de methode van Schrödinger voor het geval van het roteerende electron, is aan W. Pauli gelukt [4]).

In verband met het groote belang van dit onderwerp voor de verdere ontwikkeling van de atoomtheorie, kan het misschien van waarde zijn, op ietwat verschillende wijze dan dit door Schrödinger is geschied, de berekeningen voor het relativistische en niet-relativistische geval van 't niet-magnetische electron uit uit te voeren.

Het blijkt, dat de eigenfunctie's in beide gevallen kunnen worden voorgesteld door de „confluent hypergeometric function $M_{\kappa,\mu}$" van Whittaker.

1) Meermalen wordt verwezen naar formules's, voorkomende in de artikelenreeks van Schrödinger, die als eerste, tweede mededeeling enz. worden onderscheiden.
2) Zeitschrift für Physik 38, 242, 1926.
3) W. Heisenberg en P. Jordan. Zeitschr. für Physik. Band 37.
4) Zeitschr. für Physik, bl. 601, 1927. Band 43. Zie ook P. Jordan. Z. für Phys. Band 44, blz. 21, 1927.

Digitized by Google

In 't niet-relativistische geval zijn de parameters $\varkappa$ en μ resp. geheel en halftallig en gaan deze functie's over in de bekende uitdrukkingen van Schrödinger, die de afgeleide Laguerre polynomen als factor bevatten. De discrete eigenwaarden worden nu door ons afgeleid zonder gebruik te maken van de methode der complexe integralen. De eigenfunctie's zijn orthogonaal; de door Schrödinger (mededeeling I) aangegeven normeeringsfactor (mededeeling III, form. 71) is echter niet geheel juist.

In het relativistische geval zijn de eigenfuctie's niet orthogonaal, maar gelden de voor het eerst door O. Klein aangegeven relatie's. We stuiten hier op de eigenaardige moeilijkheid, dat de eigenfunctie's, die bij de waarde nul voor het azimutale quantumgetal l zouden behooren, niet aan de voorwaarde voldoen, overal eindig te blijven.

§ 2. *Berekening van de eigenwaarden en eigenfunctie's.*

Na afsplitsing van de factoren, die van het azimuth en den poolsafstand afhangen, neemt de differentiaalvergelijking van Schrödinger zoowel in het relativistische als niet-relativistische geval den vorm aan:

$$(1)\quad \frac{d^2R}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{dR}{dr}+\left\{A+2\frac{B}{r}+\frac{C}{r^2}\right\}R=0. \quad \text{(verg. 7, mededeeling I).}$$

(R is een functie, die van den afstand r van het electron tot den kern afhangt).

De grootheden A. B en C hebben de volgende waarden:

Relativistisch geval [1]).	Niet-relativistisch geval.
(2) (a) $A=-\frac{m^2c^2}{K^2}+\frac{E^2}{c^2K^2}$.	(d) $A=\frac{2mE}{K^2}$.
(b) $B=\frac{Ee^2}{c^2K^2}$.	(e) $B=\frac{me^2}{K^2}$.
(c) $C=\frac{e^4}{c^2K^2}-l(l+1)=-l'(l'+1)$.	(f) $C=-l(l+1)$.

m = massa electron; c = lichtsnelheid; $-e$ = lading electron; l = azimuthaalquantumgetal ($l=0,\ 1,\ 2,\ldots.$); $K=h/2\pi$ [2]).

[1]) O. Klein. Z. f. P. 1927, 1e deel.

[2]) In afwijking van de notatie van Schrödinger:
$\left\{\begin{array}{l} l = \text{hooldquantumgetal,} \\ n = \text{azimuthaal quantumgetal,}\end{array}\right.$
worden l en n omgewisseld in overeenstemming met de gebruikelijke notatie: in plaats van de „χ"-functie wordt geschreven „R"-functie; in plaats van η de z-variable.

Digitized by Google

We zullen ons verder alleen tot het gebied der discrete eigenwaarden beperken, d.w.z. we beschouwen alleen het geval $A < 0$.

(3) Door de transformatie: $\begin{cases} R = \dfrac{V}{r} \text{ . gaat (1) over in:} \\ z = \sqrt{-4A} \times r. \end{cases}$

(4) $$\frac{d^2 V}{dz^2} + \left\{ -{}^1/_4 + \frac{\varkappa}{z} + \frac{{}^1/_4 - \mu^2}{z^2} \right\} V = 0, \text{ waarbij:}$$

(5) $$\begin{cases} \varkappa = \dfrac{B}{+\sqrt{-A}}; \\ \mu = \pm \sqrt{\frac{1}{4} - C}; \end{cases}$$

(μ zullen we verder steeds positief veronderstellen). (4) is juist de differentiaalvergelijking voor de „confluent hypergeometric function" met een gewoon singulier punt bij $z = 0$ en een essentieel singulier punt voor $z = \infty$.

In de omgeving van $z = 0$ heeft het kanonisch fundamentaal systeem den vorm:

(6) $$V = z^{\varrho} . P(z).$$

Het blijkt nu, dat deze ontwikkelingen in den volgenden vorm geschreven kunnen worden [1]):

(7) $$M_{\varkappa, \mu}(z) = z^{{}^1/_2 + \mu} e^{-{}^1/_2 z} \left\{ 1 + \frac{{}^1/_2 + \mu - \varkappa}{1!\,(2\mu + 1)} z + \right.$$
$$\left. + \frac{({}^1/_2 + \mu - \varkappa)\,({}^3/_2 + \mu - \varkappa)}{2!\,(2\mu + 1)\,(2\mu + 2)} z^2 + \ldots\ldots \right\}.$$

(8) $$M_{\varkappa, \mu}(z) = z^{{}^1/_2 - \mu} e^{-{}^1/_2 z} \left\{ 1 + \frac{{}^1/_2 - \mu - \varkappa}{1!\,(2\mu + 1)} z + \right.$$
$$\left. + \frac{({}^1/_2 - \mu - \varkappa)\,({}^3/_2 - \mu - \varkappa)}{2!\,(1 - 2\mu)\,(2 - 2\mu)} z^2 + \ldots\ldots \right\}.$$

Deze ontwikkelingen gelden alleen, als de grootheid 2μ niet geheel is. Is ze dit wel, dan blijft (7) gelden, terwijl (8) vervangen moet worden door een uitdrukking, die voor $z = 0$ logarithmisch oneindig wordt. [2]). De overal-eindigheid der eigenfunctie's verlangt, dat de functie R overal-eindig blijft. Aan (7) en (8) beantwoorden oplossingen voor R, die zich bij $z = 0$ respectievelijk als $z^{-{}^1/_2 + \mu}$ en $z^{-{}^1/_2 - \mu}$ gedragen. Alleen (7) komt dus in aanmerking, terwijl bovendien aan de voorwaarde:

(9) $$\mu \geq {}^1/_2 \text{ moet voldaan zijn.}$$

[1]) „Modern Analysis" Whittaker and Watson, blz. 337.
[2]) Zie b.v. L. Schlesinger, Diff. gleichungen blz. 174.

Digitized by Google

In het algemeen zal de reeks (7) oneindig veel termen bevatten. In dat geval bewijzen we gemakkelijk, dat $R = z^{-1} M_{\varkappa,\mu}$ voor $z \to \infty$ zelf oneindig wordt als $e^{(\xi - 1/2)z}$, [$1 - \xi = \delta$, waarbij δ een willekeurig kleine, van nul verschillende positieve grootheid]. De machtreeks, die in de uitdrukking (7) tusschen de accoladen optreedt, is namelijk een majorante van:

$$\left(1 + \frac{\xi z}{1!} + \frac{\xi^2 z^2}{2!} + \ldots\ldots\right).$$

Met de afkortingen: $p = {}^1/_2 + \mu - \varkappa$. en $q = 2\mu + 1$, is de algemeene coëfficient van de machtreeks (7) gegeven door:

$$\frac{1}{n!} \frac{p(p+1)\ldots.(p+n)}{q(q+1)\ldots.(q+n)};$$

deze is voor voldoend groote waarde van n steeds grooter dan $1/n!\,\xi^n$, als ξ kleiner is dan 1. Het blijkt dan, dat alleen $M_{\varkappa,\mu}(z)$ voor een eigenfunctie in aanmerking komt, wanneer de reeks afloopt, d.w.z. wanneer

(10) $$\varkappa - {}^1/_2 - \mu = 0, 1, 2, \ldots\ldots$$ [1]).

In het *relativistische* geval volgt gemakkelijk uit (2) en (5):

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{\varkappa^2}}}; \left(\alpha = \frac{e^2}{cK}\right).$$ In verband met (10):

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{\left\{\sqrt{(l+{}^1/_2)^2 - \alpha^2} + \mu'\right\}^2}}}; \mu' = {}^1/_2, 1{}^1/_2, 2{}^1/_2 \text{ enz.}$$

Schrijven we nu in verband met de toelaatbare waarden voor μ': $\mu' = n - (l + {}^1/_2)$, waarbij n hef hoofdquantumgetal voorstelt, dan hebben we hiermede de oplossing van het relativistische eigenwaardenprobleem volgens Schrödinger en Fock teruggevonden.

In het *niet-relativistische geval* volgt uit (2), (5) en (10): $\mu = l + {}^1/_2$; $\varkappa = l+1, l+2, \ldots\ldots$, terwijl de eigenwaarden geschreven kunnen worden: $E = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 \varkappa^2}$; $\varkappa$ speelt nu de rol van het hoofdquantumgetal n [2]).

[1]) Door rechtstreeksche beschouwing van de ontwikkeling in een machtreeks van het φ en Θ-gedeelte der Ψ-functie kan ook daarvan het eigenwaardenprobleem worden opgelost. Zie Courant-Hilbert, Methoden der math. Phys. blz. 259.

[2]) Prof. Kramers maakte mij er na de inzending van dit artikel opmerkzaam op, dat ook door P. Epstein in de Proc. of the Nat. Acad. of Sciences, Vol. 13, no. 3 1927, voor het relativistische geval het eigenwaardenprobleem door machtreeksontwikkeling is opgelost.

Digitized by Google

§ 3. *Normeeringsfactor* en *orthogonaliteitsbetrekkingen.*

a) Het niet-relativistische geval.

De functie $R(z)$ kan nu geschreven worden als:

$$R_{l,n} = C_{l,n}\, z^l\, e^{-1/2 z}\, L^{2l+1}_{n+l}(z).$$

$$z = \frac{2r}{n\, a_0} \left(a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}\right), \tag{11}$$

terwijl $L^{2l+1}_{n+l}(z)$ voorstelt de $(2l+1)^e$ afgeleide van het $(n+l)^e$ polynoom van Laguerre. $C_{l,n}$ is een numerieke factor, die van l en n afhangt en vastgelegd wordt door de normeeringsvoorwaarde: $\int_0^\infty R^2_{n,l}\, r^2\, dr = 1$. Door berekening vinden we:

$$C_{l,n} = \frac{2}{n^2} \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{a_0^3\,[(l+n)!]^3}}. \tag{12}$$ [1])

Daarnaast gelden de orthogonaliteitsbetrekkingen:

$$\int_0^\infty R_{l,n}(r)\, R_{l,n'}(r)\, r^2\, dr = 0 \,.\, n \neq n'. \tag{13}$$

Schrödinger komt in mededeeling III op blz. 479 tot de formule $C_{n,l} = \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{[(n+l)!]^3}}$ [hierbij alleen gelet op het R-gedeelte van den normeeringsfactor].

Dit is hieruit te verklaren, dat hij, uitgaande van de diff. vergelijking (4) in z, die ook geschreven kan worden in den vorm:

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{d(z\,R)}{dz}\right) + (z\,R)\left\{-1/4 + \frac{n}{z} - \frac{l(l+1)}{z^2}\right\} = 0,$$

tot de orthogonaliteitsbetrekkingen

$$\int_0^\infty \frac{1}{z}\left[z\,R_{n,l}(z)\right]\left[z\,R_{n',l}(z)\right] dz = 0. \quad (n \neq n') \tag{14}$$

geraakt en op grond daarvan de normeeringsvoorwaarde

$$\int_0^\infty \frac{1}{z}\left[z\,R_{n,l}(z)\right]^2 dz = 1 \text{ invoert} \tag{15}$$

Voor het probleem van het waterstofatoom komt het echter niet op de orthogonaliteitsbetrekkingen (14) aan, maar op de in beteekenis geheel verschillende betrekkingen (13) in verband met (11), die worden afgeleid uit de diff. vergl. in r:

[1]) Zie o.a. A. Unsöld, Annalen der Physik. Bd. 82, 1927, vergl. 5.

Digitized by Google

(16) $$\frac{d^2(rR)}{dr^2}+\left\{A+\frac{2B}{r}+\frac{C}{r^2}\right\}(rR)=0 \text{ (zie 1), terwijl}$$

$$A=-\frac{1}{{a_0}^2 n^2};\ B=\frac{1}{a_0};\ C=-l(l+1).$$

b) Het Relativistische geval.

Uit (2) *a*, *b*, *c* volgt, dat in vergl. (16) de eigenwaarden E zijn opgenomen zoowel in A als in B, zoodat als gevolg daarvan geen orthogonaliteitsbetrekkingen bestaan. In de plaats hiervan komt de betrekking:

(17) $$\left[rR_{n_2,l}\frac{d(rR_{n_1,l})}{dr}-rR_{n_1,l}\frac{d(rR_{n_2,l})}{dr}\right]_0^\infty+$$

$$+\int_0^\infty\frac{8\pi^2}{c^2h^2}(E_{n_1,l}-E_{n_2,l})\left[\tfrac{1}{2}(E_{n_1,l}+E_{n_2,l})+\frac{e^2}{r}\right]R_{n_1,l}R_{n_2,l}r^2\,dr=0.$$

Schrijven we nl diff. vergl. (16) uit voor de combinatie quantumgetallen $(n_1\ l)$:

$$\frac{d^2(rR_{n_1,l})}{dr^2}+\left\{-\frac{m^2c^2}{K^2}+\frac{4\pi^2E_{n_1,l}^2}{c^2h^2}+\frac{8\pi^2e^2}{c^2h^2}\frac{E_{n_1,l}}{r}-\right.$$

$$\left.-\frac{l'(l'+1)}{r^2}\right\}rR_{n_1,l}=0.$$

en eveneens voor de combinatie $(n_2\ ,\ l)$, dan vinden we na kruiselingsche vermenigvuldiging met $rR_{n,l}$, aftrekking en integratie, vergl. (17). $[\quad\quad]_0^\infty$ blijkt voor *alle* discrete eigenwaarden nul te zijn, zoodat hiermee een uitdrukking wordt gevonden, die O. Klein (l.c.) reeds met behulp van electrodynamische interpretatie's heeft afgeleid.

Opmerking.

In het relativistische geval voldoet de $M_{\kappa,\mu}$-functie, wanneer $l=0$ is, niet aan conditie (9). $l=0$ levert dus een eigenfunctie $R_{n,0}$, die voor $r=0$ oneindig wordt van de orde $r^{-0{,}000053}$. Volgens de rekenwijze van Schrödinger zou dus $l=0$ geen toelaatbare eigenwaarde zijn in strijd met de waarneming[1]). Misschien wijst dit er op, dat ook om *deze* reden de theorie van het relativistische waterstofatoom met het niet-magnetisch electron

[1]) In de eerste mededeeling van Schrödinger blz. 363 wordt nl. de eindigheidsvoorwaarde voor de randpunten gesteld, ook al zijn deze singuliere punten van de diff. vergelijking.

Digitized by Google

een aanvulling behoeft en wellicht door een volmaakt relativistische theorie van het magnetische electron deze tegenstrijdigheid zal worden opgelost. Tenslotte betuig ik mijn hartelijken dank aan Prof. Dr. H. A. Kramers voor zijn krachtige steun en aanmoediging tot de studie in de nieuwe atoommechanica.

Zalt-Bommel, R. H. B. S.

Zusammenfassung.

Die Existenz der Eigenwerte für die Schrödingersche Differentialgleichung beim Wasserstoffatom wird an der Hand von Potenzreihenentwicklungen diskutiert. Für den nicht-relativistischen Fall wird auf einen kleinen Fehler in dem von Schrödinger angegebenen Normierungsfaktor hingewiesen.

Für den relativistischen Fall wird auf eine Schwierigkeit, die für den Wert $l = 0$ der Azimuthalquantenzahl auftritt, aufmerksam gemacht.

EEN PROEF, DIE DE KRACHTEN DEMONSTREERT, WELKE DE CONTINENTENDRIFT KAN VEROORZAKEN

door U. PH. LELY.

In het interessante boekje van Prof. Dr. A. Wegener over „Die Enstehung der Kontinente" worden de continenten beschouwd als schollen, die in een uiterst taai vloeibare massa drijven; men spreekt van een continentendrift en men zoekt naar de oorzaak, die deze drift teweegbrengt.

Als mogelijke oorzaak wordt aangewezen de kracht, die een drijvend voorwerp op het aardoppervlak ondervindt tengevolge van de aswenteling der aarde. Het zwaartepunt toch van deze drijvende voorwerpen ligt hooger dan het zwaartepunt van de verplaatste vloeistof; indien de krachtlijnen van het zwaartekrachtsveld gebogen zijn, is er geen evenwicht mogelijk en het drijvend voorwerp verschuift zich. Bij de gegeven hoeksnelheid en aantrekking heeft men te doen met een beweging, die poolvliedend is.

De krachtlijnen van het zwaartekrachtsveld der aarde zijn vrijwel rechte lijnen van uit het middelpunt der aarde, ten minste we willen dit hier maar veronderstellen; de intensiteit der zwaartekracht is omgekeerd evenredig met het quadraat van den afstand tot het middelpunt, en hierheen is ook de richting der krachten. Maar er is ook een aswenteling, waaraan alles gehoorzaamt, dus ook een versnelling naar het middelpunt der cirkelbeweging toe; de

Digitized by Google

versnellingen staan loodrecht op de as van wenteling en zijn zijn gericht naar deze as toe. Dit versnellingsveld is in zijn werking op trage voorwerpen, die eraan gehoorzamen moeten, te vervangen door een zwaartekrachtsveld, waarvan de krachtlijnen loodrecht staan op de as (ze snijden deze), terwijl de intensiteit der kracht evenredig is met den afstand tot de as. De richting is van de as af. Beide zwaartekrachtsvelden te samen geven een resulteerend veld, waarvan de krachtlijnen gebogen zijn, met uitzondering echter van de krachtlijnen in het aequatoriale vlak en de krachtlijn, die samenvalt met de omwentelingsas. Ook is er een groep van krachtlijnen, die buigpunten vertoonen; elke krachtlijn van deze groep heeft één buigpunt. In dit buigpunt is de kromming nul.

Een vloeistof zal zich nu zoo instellen, dat deze krachtlijnen door het vloeistofoppervlak loodrecht gesneden worden; slechts dan is er evenwicht. De nieuwe massaverdeeling stoort natuurlijk de aanvankelijke veronderstelling betreffende het aantrekkende centrum met een kracht omgekeerd evenredig met het quadraat van den afstand, maar dit laat ik thans terzijde.

Een op deze vloeistof drijvend voorwerp ondervindt nu een kracht gericht van af het middelpunt van kromming van de krachtlijn te dier plaatse; of wel een kracht gericht naar de zijde waarheen de convexe kant van de krachtlijn is gekeerd. Dit beteekent, dat dichter bij het aantrekkend centrum de kracht gericht is van de wentelingspool af, verderop echter naar de wentelingspool toe; in het buigpunt van een krachtlijn is de kracht nul.

Is de wenteling zoo snel dat het vloeistofoppervlak zijn bollen kant keert naar het attractie-middelpunt, dan is het vloestofoppervlak slechts gedeeltelijk te verwezenlijken; een aquator is niet mogelijk.

De evenwichtstoestanden worden gevonden bij den aequator, als deze mogelijk is, en altijd bij de polen. Het eerste evenwicht is steeds stabiel; het evenwicht bij de polen is labiel als er een aequator mogelijk is, en anders, n.l. wanneer het vloeistofoppervlak den hollen kant van het middelpunt van aantrekking afkeert, stabiel; in het laatste geval kunnen de omstandigheden zoo zijn, dat er ergens krachtlijnen zijn, die juist bij het vloeistofoppervlak haar buigpunt vertoonen; ook hier is dan evenwicht, maar dit is labiel.

De werkingen, waarbij de krachten op het drijvend voorwerp poolzoekend zijn, kunnen met een eenvoudige proef worden gedemonstreerd: men late een bak met water wentelen om een verticale as met bijvoorbeeld één omwenteling per secunde.

Digitized by Google

We beschouwen de aarde als stilstaand en rekenen alleen met haar zwaartekrachtswerkingen, wat bij de gebruikte omwentelingssnelheid van den bak toelaatbaar is. Dan vervangen we het versnellingsveld van de voorwerpen, die met den bak wentelen, door een zwaartekrachtsveld en combineeren dit met dat der aantrekkende aarde. Het vloeistofoppervlak stelt zich nu in loodrecht op deze krachtlijnen, die haar convexe kanten naar de as keeren, en heeft bij hooge benadering den vorm van een omwentelings-paraboloide.

Dan werpt men een stukje hout op het water; dit ondervindt krachten zooals boven beschreven en wel gericht naar de as van wenteling toe; het verschuift langzaam langs het vloeistofoppervlak naar de pool om deze echter nooit te bereiken; want de kracht nadert tot nul, als men de pool nadert.

Bij deze beschouwing wordt natuurlijk verondersteld, dat de afmetingen van het drijvende voorwerp klein zijn ten opzichte van de kromtestralen (in een meridiaanvlak) der krachtlijnen.

De bovenstaande beschouwingen gelden voor een drijvend voorwerp, waarvan het zwaartepunt bij het drijven op een vloeistof met horizontaal oppervlak hooger ligt dan dat der verplaatste vloeistof. Het effect wordt echter nul, als deze samenvallen en keert van teeken om, wanneer het zwaartepunt van het voorwerp lager ligt dan dat der verplaatste vloeistof.

Dit laatste verwezenlijkt men nu gemakkelijk experimenteel door aan een stukje kurk een spijker te bevestigen, die zoo zwaar is, dat het samenstel nog juist blijft drijven; de spijker is daarbij naar beneden gericht. Laat men den bak wentelen, dan beweegt dit kurkje zich naar den omtrek.

Capillaire werkingen hebben invloed, wel in den regel zoo, dat ze trachten het drijvende voorwerp naar den wand te trekken, daar zoowel wand als kurk door het water worden bevochtigd; daarom is voor den physicus de proef met het lucifertje overtuigender. Didactisch vullen echter de beide proeven elkaar mooi aan: Een jongen, die den proef zag, zeide met verwondering de beweging van de kurk ziende: „Je zoudt toch eigenlijk denken, dat de kurk naar het laagste punt (de pool) zou gaan" waarmede het paradoxale voor den toeschouwer, die maar een gedeelte der invloeden in rekening brengt, mooi werd uitgedrukt. De proef met het lucifertje is echter paradoxaal voor dengene, die zou denken, dat alles naar den wand zou gaan, daar er toch een cirkelbeweging is. Beide proeven samen beletten het trekken van verkeerde

Digitized by Google

conclusies. Verrassend is vooral ook het effect, wanneer beide voorwerpen tegelijkertijd in den bak worden gebracht; alleen zorge men, dat capillaire werkingen de voorwerpen niet samenkoppelt; men kan dit bereiken òf door de plaatsing in den bak, òf (nog beter) door de kurk te bedekken met een laagje paraffine; de twee voorwerpen stooten elkaar af, terwijl zoowel het lucifertje, als ook de kurk met spijker capillaire krachten moeten overwinnen bij het gehoorzamen aan de krachten volgens Wegener; het experimenteele bewijs is dan met één proef volledig geleverd.

Den Haag, October 1927. CHRISTELIJK GYMNASIUM.

Summary.

An experiment is given by which the forces, which may be the cause of Wegener's movement of the continents, are demonstrated. A little piece of wood floating on the surface of water revolving about a vertical axis is asymptotically moved towards the pole of the revolving surface.

BOEKBESPREKING.

Müller-Pouillet. **Lehrbuch der Physik,** 11 Auflage, Dritter Band, erste Hälfte: Physikalische, chemische und technische Thermodynamik. Bearbeitet von Arnold Eucken, 1185 blz., 575 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges. Braunschweig 1926. Prijs R. M. 63, geb. R. M. 68.

Ondanks het feit, dat in de laatste jaren de boekenmarkt van uit Duitschland overstroomd wordt door een groot (te groot) aantal z.g. handboeken, zullen toch velen het verschijnen van dit deel van Müller-Pouillet's bekend en beroemd werk te recht met vreugde begroeten. De inhoud is rijk en veelzijdig en de namen der bewerkers, vooral die van den redacteur A. Eucken (die trouwens ook aan het schrijven een leeuwenaandeel heeft gehad) zijn ons een waarborg voor het gehalte van het gebodene.

Karakteristiek voor dit boek is, zooals Eucken in de voorrede uiteenzet, dat men door het opnemen van eenige vrij uitvoerige hoofdstukken over technische warmteleer (algemeene thermodynamische grondslagen van calorische machines, theorie en constructie van die machines en van compressoren enz.) heeft getracht een brug te slaan over de kloof, die thans veelal de zuiver wetenschappelijke en de technische warmteleer scheidt. Het komt mij voor, dat deze poging om de methoden en resultaten der technische warmteleer onder de oogen der physici in engeren zin te brengen, zeer geslaagd is.

De inhoudsopgave van het werk is te uitvoerig om hier in zijn geheel te worden overgenomen. In het kort gezegd is de indeeling als volgt: in een „algemeen deel" worden de experimenteele methodes en de theoretische grondslagen der warmte-theorie besproken; het „speciale deel" behandelt homogene en heterogene „systemen bij uniforme temperatuur" enz. en vervolgens „systemen bij niet-uniforme

Digitized by Google

temperatuur", aan welke laatste hoofdstukken zich de beschouwingen over technische thermodynamica aansluiten. Een aanhangsel over de „physiologie der warmte" besluit het werk.

Dat een boek als het hier besprokene niet volmaakt is, behoeft geen betoog en het zou dan ook gemakkelijk zijn hier en daar dingen aan te wijzen, die men liever anders gewenscht had. Wil men de physiologie bespreken, dat had dit m.i. uitvoeriger moeten geschieden. Het werk der Hollandsche thermodynamische school is hier en daar wel wat stiefmoederlijk behandeld; dat het absolute-nulpunt van de Reichsanstalt nauwkeuriger is dan het Leidsche is misschien waar, maar bewezen is het niet, en zoo zou er nog meer te zeggen zijn.

Ik wil hier echter niet verder op ingaan en zou gaarne deze kleine opmerkingen beschouwd willen zien als blijken van mijne belangstelling in een zoo voortreffelijk werk, met de verschijning waarvan zoowel de physici, als de bewerkers en de uitgever geluk gewenscht dienen te worden. C. A. C.

B. G. Escher, **De ontwikkeling van de aardkorst.** Drie radio-lezingen, 43 blz., 6 fig. — W. van Hoeve, Boekh. Patria, Leiden 1926. Prijs f 0 95.

De techniek heeft aan onze beschaving een groot aantal surrogaten verschaft; zoo heeft de radiotechniek mogelijk gemaakt de radio-lezing, die als alle surrogaten naast typische voordeelen met even typische nadeelen behept is. Een hulpmiddel tegen de nadeelen is het gelijktijdig gebruik door de luisteraars van den gedrukten tekst en het onderhavige boekje mag dus eigenlijk niet als zelfstandig geschrift beschouwd worden. Niettemin treedt het thans als zoodanig op.

De Hr. Escher behandelt een ontzaglijk omvangrijk onderwerp, maar dank zijn didactisch talent, slaagt hij er in om in drie hoofdstukken een overzichtelijk beeld te geven van de ontwikkeling der aardkorst en door 'n gelukkige afwisseling van algemeenheid en detail blijft hij de aandacht tot het einde boeien.

De drie voordrachten bespreken achtereenvolgens: de geologische krachten; de invloed en de nalatenschap der biosfeer en de geologische tijdrekening. Hun lezing wordt den physicus aanbevolen. Het zal hem in het laatste hoofdstuk aangenaam aandoen te vernemen welk een kostbare klok door de physica aan de geologie werd geschonken door de leer van de radioactieve omzettingen. v. B.

W. Gerlach, **Materie, Elektrizität und Energie,** 2de druk, 291 blz. — Theodor Steinkopf. Prijs ingen. 15 Mark; geb. 16,50 Mark.

Als onderschrift vinden we op het titelblad staan: „Grundlagen und Ergebnisse der experimentellen Atomforschung". Deze ondertitel karakteriseert m.i. tevens de zwakte van dit overigens wel sympathieke werkje, waarvan blijkens het voorbericht en de uitvoering de bedoeling is, niet onmiddellijke vakgenooten als chemici, technische physici, mineralogen en tevens natuurwetenschappelijke studenten in het algemeen met de resultaten van het moderne atoomonderzoek in kennis te stellen. De schrijver stelt zich m.i. reeds van den beginne te veel op het experimenteele standpunt. Van een leidende gedachte bij het ordenen van de groote quantiteit stof, die het boekje bevat, heb ik te weinig bespeurd Het boekje maakt m.i. te veel de indruk van een waschlijstje; ik wil gaarne toegeven een hoogst appetijtelijk uitziend waschlijstje; maar ik kan niet nalaten te vreezen, dat het op den beginneling eenigszins verwarrend zal werken.

Digitized by Google

Het is ondoenlijk en onnoodig op te geven, wat al niet in het boekje behandeld wordt. De schrijver schijnt er naar gestreefd te hebben zoo volledig mogelijk in het korte bestek dat hem toegestaan was, alles wat op athoomphysica betrekking heeft de revue te laten passeeren. Deze neiging naar volledigheid heeft hem er bijv. zelfs toe verleid 4 compact gedrukte bladzijden aan Barkla's *J*-straling te besteden, ofschoon m.i. de kans, dat deze *J*-straling iets meer is dan een vergissing, te klein is, om er in een inleidend werkje zooveel aandacht aan te besteden.

Uit de inleiding voor de 2de druk blijkt, dat het boekje in Duitschland veel ten grondslag wordt gelegd aan de voordrachten door de jonge studenten in het z.g. seminarium te houden. Onder goede leiding kan het daar m.i. goede diensten bewijzen. Voor zelfstudie lijkt het mij wegens de bovengenoemde bezwaren minder geschikt. D. C.

Everh. Bouwman, **Leerboek der Natuurkunde**, eerste deel, 10e geheel herziene druk, — J. Wolters, Groningen,

De schrijver heeft er goed aan gedaan, om de geheele statica — ook die van vloeistoffen en gassen — vóór de dynamica te behandelen. In verband daarmede ware het ook beter geweest, om het begrip arbeid na de statica te plaatsen. Uit didactisch oogpunt verdient het eveneens aanbeveling, om de beginselen van de moleculair theorie nog wat uit te stellen.

De behandeling van de moleculaire druk (§ 33) dient aan de bespreking van de capillaire verschijnselen vooraf te gaan.

De leerstof van hoofdstuk V, dynamica van vaste lichamen, lijkt mij in vele opzichten voor leerlingen van een 3e of van een 4e klasse van een gymnasium te moeilijk. Voor de invoering van het differentiaal-quotient $v = ds/dt$ en $a = dv/dt$ zijn de leerlingen dan nog niet rijp.

Verschillende paragrafen, zooals bijv. 189 over staande golven, zijn te moeilijk voor A-leerlingen van een gymnasium.

Het beginsel van Huygens par. 171, zou beter tot zijn recht komen bij het licht, *nadat* de verschijnselen van de breking zijn waargenomen.

Een ervaren docent zal met dit leerboek wel goede resultaten kunnen bereiken; een beginnend leeraar zal zich bij be behandeling van deze leerstof telkens moeten beperken. E. E. M.

A. S. Eddington, M. A., L. L. D., D. Sc., F. R. S. **The Internal Constitution of the Stars**, VIII + 407 blz., 5 fig., 47 tab. — University Press. Cambridge 1926. Geb. 25 sh.

Het is een verheugend feit, wanneer van een belangrijke theorie, die men anders uit een groot aantal tijdschriftartikelen moet leeren kennen, een samenvattend werk verschijnt en des te meer, wanneer de scbrijver van dit werk tevens de belangrijkste grondlegger van die theorie is. Dit is hier met het bovengenoemde werk het geval. Voor hen, die belang stellen in de groote astrophysische problemen, is dit boek een belangrijke aanwinst. Wie de betoogtrant van den schrijver kennen uit zijn „Space, Time and Gravitation" zullen kunnen begrijpen, hoe ook in een werk als het bovenstaande klaar en helder de moeilijke problemen uit elkaar worden gezet. Zoo wordt dan ter oriënteering in het eerste hoofdstuk een duidelijk

Digitized by Google

overzicht gegeven van het probleem, zoodat iemand, die de in de volgende hoofdstukken uitvoerig uitgewerkte theorie zou willen laten rusten, toch in dit eerste hoofdstuk reeds een goed overzicht van de oplossing van het vraagstuk krijgt. Daar de theorie van Eddington vooral door het opnemen van den stralingsdruk van die van Lane verschilt, worden de thermodynamica van de straling en hetgeen noodig is van de quantatheorie in de volgende hoofdstukken behandeld. Dan wordt een hoofdstuk gewijd aan de theorie van polytrope gasbollen, om dan te komen tot de voorwaarden en de theorie van het stralingsevenwicht in het binnenste van zoo'n gasbol.

Oplossingen van de hier verkregen vergelijkingen worden nu gegeven voor verschillende gevallen, zoowel voor de reuzen- als voor de dwergsterren. Aan het verband tusschen massa en helderheid wordt een afzonderlijk hoofdstuk gewijd, waarin de theorie wordt toegepast op een aantal goed bekende sterren, variabelen, dubbelsterren. Het probleem van de witte dwergen vindt ook hier uitvoerige bespreking. Van de variabelen worden de Cepheïden volgens de pulsatietheorie aan een uitvoerig onderzoek onderworpen.

De absorptiecoëfficient in deze gasbollen speelt in deze theorie van Eddington een belangrijke rol, zoodat daaraan een afzonderlijk hoofdstuk wordt gewijd, waarin ook aan Kramers' emissietheorie een belangrijke plaats wordt ingeruimd.

Nadat aan ionisatie, diffusie en rotatie nog een hoofdstuk is gewijd, komt de schrijver aan het probleem van de bron der stellaire energie. Als dan gebleken is, dat de contractiehypothese niet voldoende is, wordt uitvoerig de aandacht gevestigd op inwendige atoomenergie als bron.

Zijn we tot nu toe in het inwendige van de ster gebleven, nu komen we aan de buitenkant en dus in dat deel, dat voor de waarneming toegankelijk is. Hier wordt hoofdzakelijk de zon beschouwd en nagegaan hoe theorie en waarnemingsresultaten met elkaar in verband staan.

Als een probleem dat veel losser van het voorgaande is, wordt de eventueele invloed van de materie in de interstellaire ruimte in een laatste hoofdstuk behandeld. Hier vinden problemen van lichtabsorptie, donkere en planetaire nevels hun plaats.

Twee aanhangsels besluiten dit belangrijke werk, waarvan ik natuurlijk maar een kort overzicht heb kunnen geven. Het eerste bevat alle natuurkundige en astronomische constanten, met hun logarithmen, die in de behandelde theoriën een rol spelen.

Het tweede aanhangsel geeft een litteratuuroverzicht waarvan het belangrijkste vooral is, dat het niet is een droge opsomming van gebruikte litteratuur, maar er loopt als een gouden draad doorheen een verband, door den schrijver daartusschen aangewezen, door van vele van die artikelen òf afzonderlijk, òf in onderling verband een korte samenvatting te geven, zoodat ook zij, die in deze litteratuur niet thuis zijn, daarin een gemakkelijke leiddraad en een goeden gids vinden. Dat natuurlijk een uitvoerig register in zulk een werk niet ontbreekt, behoeft nauwelijks vermeld.

Wanneer ik deze bespreking dus in 't kort mag samenvatten, dan zou ik ieder, die belang stelt in de groote problemen van mikrokosmos en makrokosmos, en deze wil zien in hun onderling verband, de lezing van dit werk van Eddington ten zeerste willen aanbevelen.

T. v. L.

Digitized by Google

Müller-Pouillet, **Lehrbuch der Physik,** 11e Auflage. Zweiter Band, Erste Hälfte. Lehre von der strahlenden Energie (Optik). Bearbeitet von O. Lummer. 928 blz., 624 fig., 7 platen. — Fr. Vieweg u. Sohn, Akt. Ges. Braunschweig 1926. Prijs R. M. 50, geb. R. M. 54.

Met de ontzagwekkende toename van feiten in de physica, ook op theoretisch gebied, houdt de uitgebreidheid der leerboeken gelijken tred. Het handboek van Winkelmann, in 1893 nog „slechts" 3700 bladzijden groot, verscheen in 1902—1906 in zes banden van 800 tot 1400 bladzijden, terwijl het nu opnieuw uitgegeven wordt in een zesentwintigtal kloeke deelen! Het meer elementaire leerboek van Müller-Pouillet beleeft nu zijn elfden druk. De optiek is zoodanig uitgebreid dat de 1200 bladzijden van den tienden druk wel te weinig zullen zijn, de nu verschenen eerste helft beslaat reeds ruim 900 bladzijden.

Dit behandelt in hoofdzaak de wetten en instrumenten der optische afbeelding en de interferentie en de buiging.

Evenals de vorige druk van 1909 is ook nu weer de optische band van het leerboek door Lummer bewerkt, die voor een groot gedeelte ook zelf den tekst geschreven heeft.

Als inleiding een hoofdstuk over den lichtaether, kort maar kernachtig geschreven, eindigend in „des Aethers Tod" in de speciale relativiteitstheorie en zijn „opstanding" in de algemeene relativiteitstheorie. Natuurlijk is hier, evenals bijna overal in dit werk, afgezien van wiskundige beschouwingen, hetgeen een dieper ingaan op de stof belet, maar toch lijkt ons een conscientieuze beschouwing als deze nuttig voor den beginner en voor menig verder gevorderde.

De methoden om de lichtsnelheid te meten, voor bewegende media door Jüttner bewerkt, volgen dan. Een vermelding van Michelson's jongste proevenreeks (1925) en (voorloopige) resultaten ontbreekt slechts.

In het dan volgende derde hoofdstuk worden terugkaatsing en breking aan platte oppervlakken behandeld, waarbij opvalt dat de oude heliostaten (bl.112—117) uitgebreid behandeld worden, terwijl ontbreken de coelostaten, die toch bij de meeste onderzoekingen gebruikt worden, en waarvan de theorie ook eenvoudiger is. De citaten in de paragraaf over het maken van spiegels (bl. 122) doen wat antiek aan.

De behandeling van de bolvormige oppervlakken vindt dan plaats. De hoofdzaken van de collineaire afbeelding zijn vermeld.

De dispersie wordt, met de prisma-spectroscopen en de refractometers, behandeld in hoofdstuk 5. Helaas wordt nog steeds de voorrang gegeven aan de oude spectrometer-vormen, waar bij het tegenwoordige experimenteele onderzoek toch een veel grooter gebruik gemaakt wordt van de spectrografen (glas en kwarts), die een veel sneller en nauwkeuriger golflengte-bepaling geven (dank zij den internationalen standaards). De spectroscopen met constante afwijking (Hilger) worden later (bl. 259) slechts even genoemd. Op blz. 229 een kleine onjuistheid: niet Biot en Arago maten het eerst den brekingsindex van gassen. Reeds Lowthorp en, later, Hauksbee (Physico-Mechanical Experiments, 1907) vonden voor lucht van 1 atmosfeer 1,000264, terwijl de laatste ook reeds de evenredigheid met den druk constateerde.

Het zesde hoofdstuk brengt een interessant overzicht over de nieuwere glassoorten (van Schott); het werk van Williamson, Adams en White te Washington had hier genoemd kunnen worden.

Digitized by Google

Een hoofdstuk over het verband tusschen den brekingsindex en den toestand waarin de stof zich bevindt sluit hierbij aan.

Dan volgt het belangrijke hoofdstuk over de afbeelding in verband met de golftheorie: Huygens-Fresnel-Kirchhoff. Voor een juist begrip van het principe van Kirchhoff bleek het noodig uit te gaan van de vergelijking: $\ddot{\varphi} = v^2 \triangle \varphi$. De dan volgende beschouwingen zullen voor den beginner niet gemakkelijk te verwerken zijn.

Het astigmatisme wordt vervolgens met eenige duidelijke figuren uitgelegd.

In het dan volgende tiende hoofdstuk wordt de theorie der aberraties zeer overzichtelijk uiteengezet. De sinusregel vooral (waarvan de behandeling evenals die van het principe van Kirchhoff haast woordelijk overeenstemt met Lummer's bewerking van de colleges van Abbe) is glashelder gediscuteerd. Voor het elfde hoofdstuk zijn Erggelet, von Rohr en Schrödinger verantwoordelijk, welke beide laatsten met resp. 52 en 94 bladzijden belangrijk aan het boek bijdragen. Von Rohr geeft behalve zijn klassieke beschouwingen over de bril en het zien met één oog, ook de hoofdzaken van het stereoscopisch zien. Vanuit het standpunt van de theorie van Helmholtz-von Kries geeft Schrödinger een overzicht, buitengewoon rijk van inhoud, over het zien als physiologisch feit, dat op vele plaatsen meer weet te geven en overzichtelijker is dan de bewerkte derde druk van Helmholtz' beroemd boek (o.a. het mengen van kleuren, drempelwaarden, sectorfotometrie). Niet licht zal men een zoo beknopte en tevens overtuigende formuleering van den kleurendriehoek vinden als hier op bl. 461 en 467—471 gegeven wordt.

De stralenbegrenzing is vervolgens (door Lummer) gegeven in hoofdstuk 12. De keuze der behandelde instrumenten in het dan volgende hoofdstuk (door König) is natuurlijk niet naar ieders smaak te treffen. Zeer te loven is het noemen van nieuwe vormen als de globoscoop (bl. 606), de cystoscoop (bl. 632), de periscopen (bl. 651). Bij de methoden tot onderzoek van de qualiteit der beelden is het o.i. niet juist de omslachtige methoden van Waetzmann-Bratke meer plaats te gunnen dan die van Hartmann, Twyman of Foucault, die allen slechts even aangestipt zijn (bl. 662). Vooral Foucault's methode is zoo bij uitstek geschikt te leeren „zien" hoe het uittredende golffront gevormd is. Na Abbe's focometer had Dévé's phacometer genoemd kunnen worden (bl. 667).

De volgende twee hoofdstukken over interferentie en buiging (van Lummer) geven buitengewoon veel feiten op meesterlijke wijze uiteengezet. Het ontbreken van Moll's microfotometer en de nieuwere Utrechtsche onderzoekingen op bl. 776 is jammer. Ik kan niet nalaten op de mooie reproductie op bl. 717 te wijzen, waar de invloed van de bij een kaarsvlam opstijgende warme lucht op het interferentiebeeld te zien is. Bij de behandeling der traliespectra en het oplossend vermogen (bl. 827) had misschien een exactere theorie gegeven kunnen zijn, zooals bijv. Schuster die zonder veel omslag in zijn boek aanduidt; temeer daar een enkele maal uitgebreide wiskundige beschouwingen in dit werk plaats vinden (zie o.a. bl. 861—876 bij de niet zelf licht gevende voorwerpen bij de microscopische afbeelding, en zooals gezegd bij de behandeling van het principe van Kirchhoff).

Tenslotte wordt de afbeelding van de voorwerpen die zelf geen licht uitstralen in hoofdstuk 61 gegeven, waar de geest van Abbe (zie diens „colleges") in waart.

Digitized by Google

Als slotindruk laat dit boek een gevoel van groote bevrediging na, dat niet weggenomen wordt door de kleine oneffenheden, zooals er boven zijn aangestipt. Voor den leerenden vooral lijkt ons het werk ook als leesboek zeer nuttig door den helderen tekst en het groot aantal behandelde feiten, v. H.

H. Geiger und K. Scheel. **Handbuch der Physik,** Band XIV. Elektrizitätsbewegung in Gasen. Redigiert von W. Westphal, 444 bladz., 189 fig. — Julius Springer, Berlin 1927. Prijs R. M. 36,—, geb. R. M. 38.10.

De gasontladingen vormen voor den experimentator een aantrekkelijk onderwerp en ontzaglijk groot is dan ook de hoeveelheid experimenteel materiaal die er sinds het midden der vorige eeuw over werd verzameld. De theorie ervan vorderde echter slechts langzaam en is ook thans nog ver van bevredigend. Deze omstandigheid teekent zich in dit nieuwe deel van Geiger en Scheel's handboek duidelijk af: een groote plaats is ingeruimd voor de experimenteele uitkomsten, de theorie moet in vele gevallen òf slechts aangeduid òf in het midden gelaten worden. Juist om deze, in den aard van het onderwerp liggende moeilijkheden zal echter ieder die met gasontladingen in aanraking komt het hier geboden overzicht op hoogen prijs stellen.

In de eerste drie hoofdstukken behandelt Dr. H. Stücklen achtereenvolgens de verschillende niet-zelfstandige ontladingsvormen nl. I Die unselbständige Entladung zwischen kalten Elektroden; II Ionisation durch glühende Körper; III Flammenleitfähigkeit. Hoofdst. II heeft voor verreweg het grootste deel betrekking op ontladingen in vacuo, wat echter met den titel van dit deel niet in conflict komt wanneer men de woorden „in Gasen" wat ruim opvat. Aan het eind van Hoofdst. III worden als theorieën over de vlammengeleiding naast elkaar gesteld: 1o ionisatie door chemische processen, 2o thermische ionisatie, 3o ionisatie door „Nähewirkung" (Lenard), 4o ionisatie door photo-effect (Marx). Tegen de laatste heeft de schrijfster ernstige bezwaren maar tusschen de eerste drie wordt blijkbaar geen besliste keus gedaan. Menig lezer zal zich echter, vooral na de laatste publicatie van Saha, beter kunnen vereenigen met wat Franck en Jordan in Bd. XXIII van ditzelfde handboek over dit onderwerp opmerken (bladz. 197): „Man siet daraus, dass trotz der mancherlei sekundären Prozesse in der Flamme nicht daran zu zweifeln ist dass Leuchten und Ionisation der Hauptsache nach durch Temperatureinflüsse zu erklären sind".

De volgende vier hoofdstukken behandelen de zelfstandige gasontladingen Men kan deze in twee groepen verdeelen nl.: 1o die met koude kathode, 2o die met thermisch emitteerende kathode. De eerste groep is behandeld in hoofdst. V (Die Glimmentladung door Dr. R. Bär), de tweede in hoofdst. VI (Der elektrische Lichtbogen door Prof. Dr. A. Hagenbach). Verder zijn dan nog twee hoofdstukken aan bijzondere gevallen gewijd: Hoofdst. IV (Über die stille Entladung in Gasen door Prof. Dr. E. Warburg) bespreekt de glimontlading bij spitsen en dgl., Hoofdst. VII (Funkenentladung door Prof. Dr. E. Warburg), de kortstondige stroomen die men verkrijgt door een geladen condensator in plaats van een gewone stroombron in serie met de ontladingsbaan te schakelen. In zooverre als men daarbij een glimontlading of een boogontlading krijgen kan behandelt dit laatste hoofdstuk dus bijzondere gevallen zoowel van Hoofdst. IV als van Hoofdst. V. Verreweg het uitvoerigst is het hoofdstuk over de glimontlading.

Digitized by Google

Zooals bij dit onderwerp meer gebruikelijk is wordt telkens eerst een overzicht van de waargenomen verschijnselen gegeven en daarna de theorie erover nader bezien. Hoe weinig zekerheid er overigens zelfs omtrent een der meest essentieele punten nog bestaat moge blijken uit een opmerking als deze: „Für eine Theorie der Elektronenablösung aus einer Metalloberfläche durch den Stoss positiver Ionen liegen nicht einmal die ersten Ansätze vor".

In de laatste hoofdtukken worden twee afzonderlijke gebieden behandeld nl. VIII Die elektrischen Figuren door Prof. Dr. K. Przibram en IX Atmosphärische Elektrizität door Prof. Dr. G. Angenheister.

Wat het geheele werk betreft mag nog wel in het bijzonder vermeld worden dat het over 't algemeen tot den allerlaatsten tijd toe is bijgewerkt: zelfs met artikelen uit de tweede helft van 1926 is in den tekst rekening gehouden. Dat de uitvoering van het geheel aan hooge eischen voldoet, zal voor ieder die de vroeger verschenen deelen inzag, wel een overbodige opmerking zijn. F. M. P.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

Max. Möller, Die Wellen, die Schwingungen und die Naturkräfte, zweiter bis vierter Teil. Elektrizität und Magnetismus, 268 blz., 91 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges., Braunschweig 1927. Prijs R. M. 5.

Philipp Frank, Die Differential und Integralgleichungen der Mechanik und Physik. Zweiter physikalischer Teil, 863 blz., 88 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges., Braunschweig 1927. Prijs R. M. 53, geb. R. M. 58.

P. Molenbroek en *J. Mulder,* Leerboek der Natuurkunde voor Hoogere Burger Scholen en Gymnasia. Eerste deel. Mechanica, Eigenschappen van Vloeistoffen en Gassen, Warmte en Trillingsleer, 272 blz., 246 fig. — P. Noordhoff, Groningen 1927. Prijs f 4.75.

J. Nauta, Natuurkunde. Leer-Repetitieboekje voor het Voortgezet Onderwijs, 208 blz., vele fig. — P. Noordhoff, Groningen 1927. Prijs f 2.40, geb. f 2.75.

C. Breitfeld, Analysis von Grundproblemen der theoretischen Wechselstromtechnik, 347 blz., 106 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges., Braunschweig 1927. Prijs R. M. 28, geb. R. M. 31.

Th. Wulf. Elektrostatische Versuche, mit Anwendung des Universalelektroskops, 85 blz., 35 fig. — Ferd. Dümmlers Verlag, Berlin und Bonn. Prijs M. 2,85.

Max Planck, Einführung in die theoretische Optik, 184 bl., 24 fig. — S. Hirzel, Leipzig 1927. Prijs M. 6, geb. M. 7,50.

Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde; Vierte Auflage, neu bearbeitet von Walter Brückmann, 284 blz., 69 fig. en 22 platen. — Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig 1927. Prijs R. M. 15.—, geb. R. M. 17.—.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 21 Nov. 1927.*

Digitized by Google

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ

EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ

VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

HET RECUEIL DES TRAVAUX CHIMIQUES DES PAYS-BAS,

uitgegeven door de Nederlandsche Chemische Vereeniging,

bevat oorspronkelijke

Wetenschappelijke Verhandelingen op het gebied der Chemie

In de Fransche, Engelsche en Duitsche taal.

De omvang bedraagt normaal 960 bladzijden per jaar octavo. De abonnementsprijs bedraagt f 15.— per completen jaargang exclusief porto voor het buitenland. Leden der Nederl. Chem. Ver. (ook buitenlanders worden als lid toegelaten) betalen slechts f 6.—. Tevens ontvangen de leden voor hunne contributie van f 15.— per jaar het Chemisch Weekblad met het bijblad Chemie en Industrie en het Chemisch Jaarboekje, welke in de Hollandsche taal verschijnen. Hun, die het Recueil wenschen te ontvangen, wordt verzocht dit op te geven aan den Secretaris-Penningmeester van het Algem. Bestuur der Nederlandsche Chemische Vereen., Dr. A. D. DONK, HAARLEM (Holland), Verspronckweg 100.

Digitized by Google

JAN 20 1928

7e JAARGANG 1927 NUMMER 9

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: Dr. A. D. FOKKER - Dr. E. OOSTERHUIS - Dr. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: Dr. H. C. BURGER - Prof. Dr. J. CLAY - Dr. C. A. CROMMELIN
Prof. Dr. P. EHRENFEST - Prof. Dr. Jhr. G. J. ELIAS - Prof. Dr. E. VAN EVERDINGEN
Prof. Dr. M. DE HAAS - Prof. Dr. W. J. DE HAAS - Dr. J. J. HALLO - Dr. G. HOLST
Prof. Dr. W. H. KEESOM - Prof. Dr. H. A. KRAMERS - Dr. T. VAN LOHUIZEN - Prof. Dr.
H. A. LORENTZ - Dr. A. VAN MAANEN - Dr. E. E. MOGENDORFF - Prof. Dr. W. J. H. MOLL
Prof. Dr. L. S. ORNSTEIN - Prof. Dr. J. D. VAN DER WAALS - Prof. Dr. P. ZEEMAN

PHILIPS
PLAATSPANNINGAPPARAAT
VERVANGT DE ANODEBATTERIJ
CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND
(5—10 WATT.)
PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—
PHILIPS — EINDHOVEN

Digitized by Google

INHOUD.

Blz

P. Zeeman, Augustin Fresnel en zijn invloed op de moderne natuurkunde 289

W. E. Dawson, Een eenvoudig toestel om de orientatie en de structuur van kristallen met behulp van X-stralen te bepalen 302

W. de Groot en L. Blok, Over het aantoonen langs optischen weg van de ionen in een gasontlading en de mogelijkheid van quantitatieve concentratiemeting langs dezen weg 315

F. M. Penning, Ionisatie door metastabiele atomen 321

Boekbespreking 325

A. D. Fokker, Verbetering 328

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8,50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049, Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Conollyweg 1, Santpoort (station).

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

Digitized by Google

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG 1927 NUMMER 9

AUGUSTIN FRESNEL EN ZIJN INVLOED OP DE MODERNE NATUURKUNDE [1])

door P. ZEEMAN.

Met genoegen heb ik de uitnoodiging der Fransche Natuurkundige Vereeniging aangenomen om eene voordracht te geven ter gelegenheid van het eeuwfeest van Fresnel. Vergunt mij uitdrukking te geven aan mijn levendige erkentelijkheid voor de groote eer die gij mij door die uitnoodiging aandoet.

De belangrijkste der wegen waarlangs wij van de buitenwereld kennis krijgen is die van het licht. Het licht vormt den band tusschen die wereld en onze eigen persoonlijkheid, en men behoeft zich dus niet te verbazen dat elke ontdekking op het gebied van het licht zich heeft merkbaar gemaakt op ons geheele weten. Het oudste feit, dat men van het licht kent, is ongetwijfeld zijn rechtlijnige voortplanting geweest, waar Euclides alles reeds van geweten heeft. Overigens kende Euclides reeds de gelijkheid van de invals- en de terugkaatsingshoeken, en hij wist ook dat er een lichtbreking bestaat. Maar niet vóór het begin van de zeventiende eeuw werd de wet der lichtbreking, de sinuswet gevonden.

Vele schrijvers hebben, verschillende gebieden der optica behandelende, hun uitgangspunt in deze feiten genomen. Slechts enkelen hebben beproefd daarvan de oorzaken op te sporen: het zijn Newton, Huygens, Young en Fresnel.

De naam Newton wordt gewoonlijk al te nauw verbonden aan de emissietheorie, of de corpusculaire theorie van het licht. Ten onrechte echter, want hij was niet zoo eenzijdig als velen van zijne opvolgers. Wij hebben aan hem, behalve de ontdekking van den samengestelden aard van het licht, de opstelling te danken van de belangrijke grondstelling der periodiciteit van het licht, periodiciteit zoo in de ruimte als in den tijd.

[1]) Rede, voor de Société française de Physique te Parijs uitgesproken ter gelegenheid van de Fresnelherdenking, 28 October 1927, in het Amphithéâtre de physique de la Sorbonne.

Digitized by Google

Huygens, in zijn Traité de la Lumière (Leiden 1690), ontwikkelt de methode die wij aanduiden als het beginsel van Huygens, waarin de rechtlijnige voortplanting van het licht, de terugkaatsing, de enkelvoudige en de dubbele breking worden afgeleid uit de beschouwing van elementaire golven. Huygens trok de buiging niet in zijn beschouwing.

Er is nog eene eigenschap van het licht die ik in de eigen woorden van Huygens wil citeeren: „Une autre, et des merveilleuses propriétez de la lumière est que, quand il en vient de divers costez, ou mesme d'opposez, elles font leur effet l'une à travers l'autre sans aucun empèchement. D'où vient que par une mesme ouverture plusieurs spectateurs peuvent voir tout à la fois des objets différens, et que deux personnes se voyent en mesme instant les yeux l'un de l'autre".

Honderd jaren na Newton en Huygens, komt Thomas Young, een der grootste van Albion's zonen. Als arts maken hem zijn studies over het oog en de menschelijke stem alras gemeenzaam met allerhande analogieën tusschen het geluid en het licht, en in 1801 doet hij een allerbelangrijkste ontdekking. Bij zijn pogingen ter verklaring van de ringen van Newton vindt hij de grondstelling der interferentie. De samenwerking van *twee* stralen is noodig om de kleuren van dunne luchtlaagjes voort te brengen. Young wordt geleid tot de gedenkwaardige proef met de twee gaatjes, nauw en dicht bijeen, in een scherm. Een bundel zonnestralen, door een kleine opening gelaten, dient als lichtbron. De twee lichtkegels, door buiging verwijd, die door de twee gaatjes komen, geven het aanzijn aan een reeks van afwisselend heldere en duistere strepen, op de wijze die de theorie van Young deed voorzien. Onze bewondering voor de onsterfelijke schepping van Young mag ons enhter niet doen voorbijzien dat er nog heel wat moeilijkheden bleven. Zoo waren de twee lichtkegels in zijn proef teweeggebracht door buiging of kromming, maar de wijze waarop deze buiging tot stand kwam was nog een raadsel.

Men kende dus bij den aanvang der negentiende eeuw de grondstelling van Huygens, de grondstelling van de periodiciteit en de grondstelling der interferenties.

Niemand voorzag nog dat de combinatie van deze grondstellingen de moeilijkheden zouden oplossen die aan de golftheorie

Digitized by Google

in den weg stonden, en waarop de mathematici, aanhangers der emissie, niet zonder reden den nadruk legden.

De samenvatting van deze drie grondstellingen in een gesloten systeem was de eerste groote daad, die Fresnel volbracht. Als jong ingenieur van den waterstaat, zette Augustin Fresnel zich, eenzaam in het dorp Mathieu, dicht bij Caen, tot de doorgronding van de problemen der optica, die hem levendig boeiden. Zonder voldoende voorbereiding, geen Engelsch kennende, wist hij aanhankelijk niets van de denkbeelden van Young, die hij zelf opnieuw moest vinden.

Het zou belangwekkend zijn in detail de ontwikkeling van Fresnel's denkbeelden na te gaan. Dat zou betrekkelijk gemakkelijk zijn, daar wij het voorrecht hebben, in Emile Verdet's inleiding tot de Werken van Fresnel een uitmuntende biographie over dezen onderzoeker te bezitten. Het zou evenwel te veel tijd kosten. Immers, Fresnel kwam niet dan zeer allengskens ertoe zich een juiste voorstelling te maken van het buigingsprobleem. Hij beschrijft ons zijn theoretische overwegingen, en de proeven die hij met de meest eenvoudige hulpmiddelen nam, in een reeks van mededeelingen aan de Académie de Sciences. De eerste verhandeling dateert van October 1815 en het geheel van Fresnels mededeelingen werd in de volgende twee jaren omgewerkt in een omvangrijke studie die aangeboden werd ter mededinging naar den prijs der Academie. Deze verhandeling, later bekroond, werd den 19 Juli 1818 bij het bestuur der Academie ingeleverd. Zij behelst de berekening over de wet der strepen die de schaduw afzoomen van een recht afgesneden oneindig uitgestrekt scherm, de wet der strepen teweeggebracht door een opening of door een ondoorschijnend lichaam van kleine afmetingen. De theoretische uitkomsten stemmen voortreffelijk met Fresnel's metingen overeen.

Laplace, Poisson en Biot, die de meerderheid der jury vormden, waren vurige verdedigers van de corpusculaire theorie. Arago stond aan de zijde van Fresnel. Poisson maakte de opmerking dat in het geval van een klein cirkelvormig scherm de lichtbeweging in het midden van het buigingsbeeld even sterk moest zijn bij afwezigheid van het schijfje, en voorts dat in het geval van een cirkelopening de intensiteit langs de as met den afstand diende te varieeren en op een bepaalde plaats tennaastebij nul moest zijn. Deze verrassende uitkomsten werden op opvallende

Digitized by Google

wijze door de proefneming bevestigd, hetgeen niet naliet een diepen indruk te maken op de leden der jury en op Fresnel's tijdgenooten. De opmerking van Poisson werd klaarblijkelijk na de uitspraak der Academie aan Fresnel medegedeeld.

De methode die Fresnel voor zijn berekeningen toepaste, de constructie van de zônes van Fresnel geeft evenzeer rekenschap van de buigingsverschijnselen die later door Fraunhofer zijn gevonden. Airy en Schwerd gingen later voort in de door Fresnel gebaande richting, terwijl de methode der spiralen van Cornu het mogelijk maakt verschillende problemen haast intuïtief op te lossen.

Kirchhoff leverde een *bewijs* voor de grondstelling van Huijgens, waardoor meteen een moeilijkheid betreffende de phase van de lichtbeweging werd opgehelderd, die men in Fresnel's diffractietheorie ontmoet. Eene exacte oplossing van een buigingsprobleem gaf het eerst Sommerfeld.

De invloed die de stralen op elkander uitoefenen wordt aangetoond door Young's proef met den dunnen draad, waarbij de interferentiestrepen verdwijnen, wanneer men aan de eene zijde het licht onderschept. Ook wordt hij aangetoond door Young's twee-gaatjes proef. Aangezien echter Fresnel meende dat daardoor nog niet een invloed was uitgesloten die van de randen der lichamen uitging, bedacht hij zijne schitterende proef met de twee spiegels [1]). Fresnel beschrijft heel nauwkeurig de voorzorgen die men nemen moet om de strepen duidelijk te krijgen; overigens stonden zij loodrecht op de lijn die de twee beelden van het lichtpunt verbindt, zooals de theorie het had doen voorzien.

Ik ken weinig verhandelingen die zoo leerzaam zijn voor nieuwelingen-onderzoeker als deze van Fresnel, trouwens alles in het werk van Fresnel is bewonderingswaardig.

De opvolgers van Fresnel hebben aan zijn fundamenteele proef een meer volkomen vorm gegeven. Ik denk hier in het bijzonder aan een opstelling die door Righi werd bedacht en waarbij een prisma van rechts draaiend kwarts en een van links draaiend kwarts zoo worden samengevoegd dat bij een rechthoekig parellelepipedum vormen. In deze proef zijn alle interferentiestrepen even sterk en even breed, wat zij bij de proef van Fresnel nooit

[1]) Oeuvres, I, 150, 183, 186.

Digitized by Google

volmaakt zijn tengevolge van storingen die van de diffractie afkomstig zijn.

Nadat Fresnel en iets minder volledig Young, de omstandigheden had aangegeven, waaronder men de interferentieverschijnselen kan waarnemen, was het niet meer erg moeilijk om nieuwe interferentieproeven te bedenken.

Voor de toegepaste natuurkunde gaven Fresnel en Arago [1]) een nieuwe meetmethode aan, die op de opmerking berustte dat wanneer men aan een der kanten van een draad het licht onderschept door een ondoorzichtig scherm of met een glas, de binnengelegen strepen verdwijnen, terwijl met een uiterst dun micaplaatje, of met een snippertje van uitgeblazen glas, het geval zich kan voordoen dat de binnengelegen strepen niet buiten de schaduw komen. Dezelfde opmerking geldt voor twee naast elkander liggende spleten. De verplaatsing der strepen diende reeds Fresnel en Arago om het verschil te bepalen der breking van het water bij verschillende temperaturen, en zij merkten tevens op, dat dit nieuwe middel van waarde kon zijn bij de bestudeering van de breking der gassen [2]). Men weet hoe deze opmerking ruimschoots bevestiging vind in moderne proeven.

Het interferentieverschijnsel van twee spleten werd op oorspronkelijke manier door Fizeau gebruikt. Daar komen wij op terug.

Van bijzonder belang zijn de toepassingen van een inteferentieverschijnsel dat Michelson toepaste in zijn interferometer, een Proteus onder de optische instrumenten.

De grondslag voor elke nauwkeurige lengtemeting werd door het groote werk van Michelson in 1892 en van Fabry en Perot in 1907 gelegd. Door hen kennen wij de golflengten van drie stralensoorten van cadmium, die door een onmiddellijke vergelijking met den standaardmeter van Parijs bepaald werden met een tot nog toe niet overtroffen nauwkeurigheid. Het was een ware experimenteele krachtproef; men bedenke dat twee grootheden met elkander vergeleken moesten worden, waarvan de eene tennaastebij anderhalf millioen maal zoo groot was als de andere!

In het eerste deel van Fresnel's werk worden de lichttrillingen als longitudinale trillingen van een elastisch medium opgevat, trillingen loodrecht op het golfoppervlak, begeleid van afwisselende

1) Oeuvres, I. p. 75.
2) Arago, Oeuvres, X, 298 en 312.

Digitized by Google

dilataties en condensaties. Het essentieele verschil dat tusschen de trillingen van het geluid en die van het licht bestaat, speelt echter in Fresnel's theorie der diffractie geen rol.

De tweede reeks van Fresnel's onderzoekingen is bijzonder interessant door de tusschenkomst van Young, door het succes van zijn jeugdigen mededinger opnieuw tot zijn vroegere studieën aangetrokken. Huijgens heeft het eerst de verschijnselen der polarisatie, zooals wij thans zeggen, waargenomen toen hij een lichtstraal, door een kalkspaath kristal doorgelaten, op een tweede kalkspaath liet vallen en de intensiteiten der straling naging zooals die van de orientatie van het tweede kristal afhangen. De dubbele breking zelf verklaart Huijgens door twee media, waarvan het eene de gewone breking in bolvormige golven, het andere de buitengewone breking in spheroidische golven op zich neemt.

Huijgens waarneming over het gedrag van den straal bij de tweede breeking bleef voor hem onverklaarbaar. „Mais pour dire comment cela se fait, je n'ay rien trouvé jusqu'ici qui me satisfasse".

Huijgens komt hier zeer dicht bij een groote ontdekking. De eerste stap in de richting van de verklaring van Huijgens waarneming is van Newton afkomstig. In een der vragen in zijn Optice, vraag 26 zegt hij: „Annon radiorum luminis diversa sunt latera, diversis proprietatibus congenitis praedita? of: Hebben niet de lichtstralen verschillende zijden, die met verschillende oorspronkelijke eigenschappen bedeeld zijn?

Het bestaan van zulke eigenschappen schijnt Newton een onoverwinnelijk bezwaar tegen de undulatietheorie, en voor een theorie met longitudinale trillingen moet men hem gelijk geven. De ontdekking van Malus in 1809 over de polarisatie door terugkaatsing bracht een nieuw middel om de door Newton uitgesproken polariteit der lichtstralen te onderzoeken.

Fresnel's kennis van de polarisatie was 15 Mei 1814, zooals wij uit een brief aan zijn broeder weten, nog zeer gering. Hij vraagt daarin om de Physique van Haüy en om eenige geschriften over de polarisatie. „J'ai lu dans le Moniteur, il y a quelques mois, que Biot avait lu à l'Institut un mémoire fort intéressant sur *la polarisation de la lumière*. J'ai beau me casser la tête, je ne devine pas ce que c'est.

Het antwoord op de vraag waarom het geluid nooit gepolariseerd wordt, en het licht wel, kon na een ingespannen arbeid van

Digitized by Google

verscheidene jaren door Fresnel gegeven worden. Het eenvoudige antwoord met vol vertrouwen in 1821 door Fresnel uitgesproken luidt:

De geluidsgolven zijn longitudinaal en kunnen dus niet gepolariseerd worden; de lichtgolven daarentegen kunnen gepolariseerd worden, omdat zij transversaal zijn. Voordat Fresnel deze uitspraak kon doen, had hij met Arago samen de kleuren van kristalplaatjes onderzocht en de belangrijke conslusies over de interferentie van gepolariseerd licht geformuleerd, die als de wetten van Fresnel en Arago bekend zijn. Hoewel uit een dezer wetten kan worden afgeleid dat de trillingen transversaal zijn, zoo was dit denkbeeld zoozeer in strijd met de toenmaals heerschende opvattingen, dat Arago niet kon besluiten die conclusie te aanvaarden, en dit zelfs in 1851 nog eens formeel heeft gezegd [1]).

Het derde en zeker een zeer belangrijk deel van Fresnel's werk hangt onmiddellijk samen met zijn conceptie der transversale trillingen. Zijn doel is de mechanische explicatie te vinden van de wetten der lichtbeweging, Hij begint met het probleem der lichtbeweging in kristallen. Na Brewster's ontdekking van twee-assige kristallen was het aangetoond dat Huijgens constructie niet meer van algemeene toepassing kon zijn. De samengestelde verschijnselen in twee-assige kristallen, het voorkomen van twee optische assen, waarvan het bestaan door de chromatische polarisatie zoo duidelijk blijkt, bewezen dat de gewone stralen, die in eenassige kristallen worden waargenomen, afwezig moeten zijn.

Huijgens' constructie te generaliseeren was een te onbepaald probleem.

Fresnel's gedachtengang is ongeveer de volgende geweest. Hij begint met Huijgens bol en spheroide te vervangen door een enkel oppervlak. Dit enkele oppervlak is weer een spheroide waarmede de voortplantingssnelheid van platte golven in een bepaalde richting op zeer eenvoudige wijze wordt gegeven. Fresnel maakt nu de gissing dat in het geval van twee-assige kristallen in plaats van de spheroide, een ellipsoide met 3 ongelijke assen moet komen. Bij een gekozen voortplantingsrichting, kan men, door een vlak normaal daarop aan te brengen, de snijellips construeeren. De omgekeerde assen daarvan geven de voortplantingssnelheden der golven. Er zijn dus in het algemeen altijd

[1]) Introduction etc. L V.

Digitized by Google

twee voortplantingssnelheden der golven. Het vinden van het golfoppervlak wordt nu verder een vraag van geometrie. Eerst na deze geometrische beschouwingen te hebben opgesteld heeft Fresnel gezocht naar een dynamische verklaring. Daarin is hij zooals wij weten niet geheel kunnen slagen, ofschoon zijn pogingen het uitgangspunt zijn geworden van de algemeene theorie der elasticiteit. Zijn onsterfelijke ontdekking van het golfoppervlak in twee-assige kristallen waarvan men gezegd heeft dat zij was „second to Newton's alone", heeft hij langs den geschetsten geometrisch intuitieven weg gevonden. Het geniale daarbij is dat Fresnel gegeneraliseerd heeft, en wel op het juiste oogenblik. Men kan er bijv. niet komen door Huijgens' bol en omwentelingsellipsoide, te vervangen door een bol en drie-assige ellipsoide of een soortgelijke keuze.

Gedurende verscheidene jaren werd de juistheid van Fresnel's constructie bediscussieerd. Door Hamilton werd uit Fresnel's vergelijking van het golfoppervlak afgeleid dat dit vier konische punten moest hebben en dat bijzondere en onverwachte verschijnselen zich moesten voordoen, die wij nu inwendige en uitwendige konische refractie noemen. Lloyd heeft experimenteel deze verschijnselen geverifieerd (1833), Hierdoor is het vertrouwen in Fresnel's theorie zeer versterkt geworden. Merkwaardig is het dat Poggendorff (1839) bij gebruik van een zeer fijne stralenbundel de heldere lichtring die bij de proeven werd waargenomen door een donkeren fijnen cirkelvormigen ring in twee ringen gedeeld zag. Voigt heeft (1906) de verklaring van den donkeren ring gegeven, die hiermee samenhangt dat men een werkelijk streng parallel invallende lichtbundel niet kan maken. De waargenomen lichtringen komen dus eigenlijk in het geheel niet door de konische refractie tot stand, daar zij ontstaan door golfnormalen, die niet nauwkeurig evenwijdig aan de optische as zijn.

Door Stokes en Glazebrook en anderen is experimenteel aangetoond dat de constructies van Huijgens en Fresnel een zeer hoogen graad van nauwkeurigheid hebben.

Na de optica der kristallen, gingen de onderzoekingen van Fresnel in nieuwe richting om het mechanisme der optische verschijnselen te doorgronden. Begin 1823 deelt hij aan de Academie des Sciences zijn verhandeling mede „sur le loi les modifications que la réflexion imprime à la lumière polarisée". In deze leidt

Digitized by Google

Fresnel met groot vernuft de bekende formules af, die als de tangens- en sinusformules van Fresnel bekend zijn, en een merkwaardige overeenstemming met het experiment vertoonen.

Daar alleen in een vaste stof trillingen, die loodrecht staan op de richting van voortplanting kunnen plaats vinden, moest men zich volgens Fresnel den ether als een vaste stof denken. Na den dood van Fresnel werd deze conceptie in een aantal verhandelingen van de allereerste vernuften in bijzonderheden uitgewerkt. In het midden der negentiende ontstaat de electromagnetische theorie van het licht van Maxwell, en langzamerhand kwam men tot de overtuiging dat de trillingen van het licht niet van mechanischen, maar van electromagnetischen aard zijn. De meeste conclusies van Fresnel blijven echter zonder verandering bestaan wanneer men tot de electromagnetische theorie van het licht overgaat. En ook thans in de nieuwe crisis, die de physica doormaakt, blijft het geheel van Fresnel's analyse onveranderd, alleen de interpretatie is een andere geworden.

In onze dagen hebben wij eveneens een strijd tusschen de emissie en de undulatietheorie beleefd toen de aard der Röntgenstralen nog onbekend was. Door het fundamenteele idee van v. Laue en de proeven van Friedrich en Knipping werd het pleit ten gunste van de golfnatuur der Röntgenstralen beslist, en voor de γ-stralen van radioactieve stoffen werd door Rutherford en d'Andrade een overeenkomstige proef met ondubbelzinnig resultaat genomen. De theorie dezer proeven ligt geheel in de lijn van Fresnel's beschouwingen.

Het laatste gedeelte van Fresnel's werk dat wij hebben te beschouwen is klein van omvang, maar van geweldige beteekenis voor de verdere ontwikkeling der physica Door Bradley was de aberratie van het licht ontdekt bij zijn pogingen om de jaarlijksche parallaxe der sterren te vinden. Tegen de verklaring van de aberratie als een probleem van relatieve beweging is niets in te brengen, indien men eenmaal aanneemt een corpusculaire theorie van het licht. Alleen moet men onderstellen, dat de attractie van de aarde de lichtdeeltjes niet merkbaar beinvloedt.

Daarentegen is de verklaring der aberratie in de undulatietheorie een veel moeilijker probleem. Dadelijk komt de vraag naar

Digitized by Google

voren of de ether door de beweging van materieele lichamen, zooals de aarde, beinvloed wordt, en hoe de aardbeweging breking en terugkaatsing van het licht in onze kijkers wijzigt.

Arago bedacht een proef, die volgens de corpusculaire theorie van het licht een invloed van de aardbeweging op de breking van sterrelicht in een prisma moest geven. De breking in een glasprisma zou verschillend moeten zijn naar gelang het licht het prisma in de richting van de aardbeweging of in de tegengestelde doorloopt. Arago berekende een afwijking tusschen de beide gevallen van niet minder dan een boog van één minuut, maar hij kon geen verschil aantoonen.

Fresnel heeft getracht in de undulatietheorie rekenschap te geven van het paradoxale resultaat van Arago en tevens van het verschijnsel der aberratie. Fresnel's verklaring is uiteengezet in een der belangrijkste documenten der physica, merkwaardigerwijze een brief, geschreven door Fresnel aan Arrago „sur l'influence du mouvement terrestre dans quelques phenomènes d'optique", in de „Annales de Chimie et de Physique" van September 1818. „Si l'on admettait que notre globe imprime son mouvenent à l'éther dont il est enveloppé, on concevrait aisément pourquoi le même prisme réfracte toujours la lumière de la même manière, quelle que soit le coté d'où elle arrive. Mais il parait impossible d'expliquer l'aberration des étoilles dans cette hypothèse: je n'ai pu jusqu'a présent du moins concevoir nettement ce phenomène qu'en supposant que l'éther passe librement au travers du globe, et que la vitesse communiquée a ce fluide subtil n'est qu'une petite partie de celle de la terre; n'en excède pas le centième, par exemple.

Dit is de hypothese van den immobielen ether. In een vacuum heeft de lichtsnelheid dus de normale waarde en Fresnel moest nu een wet bedenken voor de lichtsnelheid in een bewegende transparante stof, zoodanig dat de proef van Arago er door verklaard kan worden.

Die wet bestaat. Fresnel toont aan dat de weg der lichtstralen relatief ten opzichte van bewegende lichamen onveranderd blijft en de aberratie tevens wordt verklaard door de volgende onderstelling:

De absolute lichtsnelheid in een bewegende transparente stof met brekingsindex μ wordt vermeerdeerd met het breukdeel $1-1/\mu^2$ van de snelheid der stof. Dit breukdeel, $1-1/\mu^2$, is Fresnel's

Digitized by Google

coefficient d'entrâiment. De afleiding die Fresnel van den coefficient geeft, is duister.

Dat de waarde van den meesleepingscoefficient juist de waarde heeft, die Fresnel aangeeft, is door Fizeau in zeer vernuftige proeven over de voortplanting van het licht in stroomend water bevestigd. Met grootere nauwkeurigheid hebben Michelson en Morley dit later gedaan. In de laatste jaren heb ik zelf deze deze proeven voortgezet en daarbij rekening kunnen houden met een finesse, die door Lorentz is opgemerkt en die met het principe van Doppler nauw samenhangt.

De overeenstemming tusschen mijne proeven en de gecorrigeerde formule blijkt heel mooi te zijn. Ik heb over den coefficient van Fresnel ook proeven genomen in een bewegende vaste stof. In een dezer proeven werd een glazen staaf, in een tweede een kolom kwarts snel bewogen. Terwijl in de proef van Fizeau met stroomend water het waargenomen effect, dus de verplaatsing der interferentie strepen evenredig is aan $\mu^2 - 1$, is bij de proef met de bewegende staaf waarbij in eenzelfde punt der ruimte niet stationair is, het effect evenredig met $\mu - 1$. Alles overeenkomstig Fresnel's uitkomst.

De physicus, die na Fresnel in den invloed van de beweging op de optische (en dus electromagnetische) verschijnselen het diepst doordrong was H. A. Lorentz.

Lorentz heeft al vroeg Maxwell's theorie aanvaard. Reeds in zijn dissertatie van 1875 was hij door eene analyse van de theorie der terugkaatsing en breking van het licht tot de conclusie gekomen dat Maxwell's electromagnetische lichttheorie den voorrang verdient boven de vroegere vormen der ondulatietheorie. De theorie van Maxwell ontmoette evenwel moeilijkheden zoodra het verschil tusschen de materie en het ledige moest worden verklaard. Waarom ontleedt een prisma het licht in kleuren? Waarom emitteeren of absorbeeren de lichamen het licht? Hoe is de raadselachtige „gedeeltelijke meesleeping" te verklaren?

Lorentz's electronentheorie onderscheidt precies tusschen den ether aan den eenen kant en de ponderabele materie aan den anderen kant. Hij neemt voor den ether aan dien van Fresnel, den stilstaanden ether, en de materie absoluut doordringbaar, zoodat op de plaats van een atoom tegelijk ook de ether aanwezig is.

De eerste vrucht van Lorentz' diep nadenken gedurende verscheidene jaren is Lorentz' theorie van den meesleepingcoefficient, 1892.

Digitized by Google

In dien tijd had ik het voorrecht in Leiden Lorentz' colleges te volgen waar hij ons de uitkomsten van zijn eigen onderzoekingen voordroeg. Ik herinner mij hoezeer wij onder den indruk kwamen van wat hij ons meedeelde. Hoe trof het ons dat uit het verschijnsel der aberratie gevolgtrekkingen konden worden gemaakt over de vraag of een electrisch geladen bol, prototype van het electron, bij zijn verplaatsing den ether al of niet meenam.

Hoe mooi kwam uit het samenstel van vergelijkingen, die betreffende den geheel stilstaanden ether en die betreffende de trillende electronen (toen nog ionen genoemd) in de molekulen met translatiesnelheid, de meesleepingscoefficient voor den dag.

Maar sedert 1881 was er een formidable hinderpaal voor de de theorie van den stilstaanden ether. Dat was de nu zoo beroemde proef van Michelson in zijn eersten vorm, waaruit Michelson het besluit meende te kunnen trekken dat de ether bij de beweging der aarde niet in rust bleef. Lorentz kon aantoonen dat door waarnemingsfouten het door Michelson gezochte effect, welks uitblijven noodlottig zou zijn voor Fresnel's opvatting, nog juist bedekt kon worden. Maar reeds in 1887 komen Michelson en Morley met een verfijning van de proef van 1881 en constateerden opnieuw, maar met veel grooter zekerheid het uitblijven van een effect van de tweede orde.

Opnieuw moet Lorentz het gebied bewerken en lost het raadsel op door zijn beroemde „contractie hypothese", waarin ondersteld wordt dat de beweging van een vast lichaam — bijv. een geel koperen staaf, of, bij de andere proef van Michelson, de steenen plaat — door den ether heen, een invloed op de afmetingen heeft. Bij draaiing van het apparaat zou nu de eene dan de andere arm de grootste lengte kunnen hebben. De verandering zou voor een meterstaaf 1/20 μ zijn, voor de aardmiddellijnen een verschil van 6,5 cm.

Lorentz geeft dan in 1895 zijn „Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern", waarin wordt aangetoond dat alle effecten die evenredig zouden uitvallen aan de snelheid der aarde door eene eigenaardige compensatie altijd wegvallen.

In 1904 heeft Lorenz dan nog een grooten stap gedaan door aan te toonen dat voor willekeurige snelheden, alleen aan de voorwaarde onderworpen dat zij kleiner dan die van het licht zijn, de uitwerkingen van den „aetherwind" elkaar volkomen opheffen,

Digitized by Google

indien men aanneemt dat ook de electronen de bovengenoemde contractie, die wij nu de Lorentz-contractie noemen, ondergaan.

De „aetherwind" waarvan gesproken wordt, is de wind van den aeter van Fresnel in onze laboratoria door de jaarlijksche beweging van de aarde teweeggebracht. Zij verandert onze klokken en meetstaven, en alle verschijnselen in het laboratorium altijd juist zoo dat wij niet kunnen bemerken of wij stilstaan of voortvliegen.

In 1905 komt dan Einstein's relativiteitstheorie. Hij keert de methode om en wil niet als Lorentz deed de invariantie der vergelijkingen der electronentheorie bewijzen, maar stelt die invariantie of covariantie als postulaat.

Ons allen is deze nieuwere ontwikkeling nog versch in de gedachte.

Uit de optica is de relativiteitstheorie in de mechanica gedrongen.

Uit de optica is door L. de Broglie de verklaring van de quantenverschijnselen begonnen, en E. Schrödinger heeft zich bij zijne uitbreiding van de klassieke mechanica door de analogie van optica en mechanica laten leiden.

In al onze beschouwingen hebben we ons bijna alleen tot gewone lichtgolven beperkt. Maar Fresnel's beschouwingen zijn van toepassing op alle ethergolven, met hun zoo verschillende namen. We kunnen beginnen met de kleinste, de doordringende stralen van Kohlhörster en Millikan. Dan de gammastralen der radioactieve stoffen; de Röntgenstralen; de ultraviolette stralen; die van het zichtbare licht; de ultra roode stralen; de golven van Hertz. Is het niet merkwaardig dat wij na de proeven van Appleton en Barnett kunnen spreken van de elliptische polarisatie der draadlooze golven? dat wij Fresnel's inteferentiestrepen kunnen maken, teweeggebracht door de laag van Heaviside als een spiegel zijn teruggekaatst?

Het zou echter een te zware taak worden U den rijkdom te schetsen, die de golven met transversale trillingen aan ons weten hebben toegevoegd. De studie der golftheorie is op het tegenwoordig oogenblik het in waarheid meest vruchtbare gebied der Physica.

„Nous savons quelque chose, quoique Fresnel ait peu vécu". [1])

Frankrijk kan trotsch zijn op haar zoon, die door zijn genie voor een roemrijk deel heeft bijgedragen tot den vooruitgang der natuurkunde.

[1]) Omzetting van een uitspraak van Newton over Cotes door Arago.

Digitized by Google

EEN EENVOUDIG TOESTEL OM DE ORIENTATIE EN DE STRUCTUUR VAN KRISTALLEN MET BEHULP VAN X-STRALEN TE BEPALEN

door W. E. DAWSON.

§ 1. Inleidende Beschouwingen.

Het hoofddoel van de hieronder beschreven proeven was het ontwerpen van een eenvoudige methode om de orientatie en de structuur te bepalen van kristallen, die geen goed ontwikkelde oppervlakken hebben, zooals kristalfragmenten en metaalkristallieten.

Teneinde orientatie te kunnen bepalen, is het voldoende de richtingen te bepalen van drie lijnen in het kristal, die niet onderling evenwijdig loopen, en wel liefst de kristallografische assen.

Wij stellen ons voor dat deze assen gegeven worden door de poolcoordinaten van hun snijpunten met een bol.

Een opname nu van een kristal, dat op de gewone wijze in een Debije-Scherrer camera roteert, zal twee assen van symmetrie vertoonen, respectievelijk evenwijdig met de rotatie-as van het kristal en loodrecht daarop. De vlekken op de fotografische plaat, die afkomstig zijn van de teruggekaatste bundels, vallen dus uiteen in groepen van vier; iedere groep heeft haar ontstaan te danken aan één stel evenwijdige vlakken in het kristal en geeft op zichzelf voldoende om de hoek te bepalen tusschen de normaal op deze oppervlakken en de rotatie-as. Als bovendien nog de structuur van het kristal bekend is, zijn ook de hoeken tusschen al deze normalen bekend, maar men kan nooit van een normaal het azimuth bepalen, gerekend vanaf een willekeurig vlak door de rotatie-as. Voor het geval van een staafje, bestaande uit eenige kristallen van bekende structuur, kan men dus uit één Debije-Scherrer opname wel de orientatie van ieder kristal ten opzichte van één lijn, de draaiingsas, bepalen, maar hun onderlinge orientatie kan zoo niet gevonden worden.

De in het volgende beschreven methode wil hierin voorzien en is gebaseerd op het feit, waarop Weissenberg [1]) het eerste wees, dat men door een translatie aan de photografische plaat te geven, welke aan de rotatie van het kristal is aangepast, de

[1]) K. Weissenberg, Z.S. f. Physik, 23, 1924, 229.

Digitized by Google

hoek kan vinden, waarover het kristal tusschen twee opeenvolgende reflecties is gedraaid, en dat men aldus de richting van de normaal op ieder stel atoomvlakken ondubbelzinnig kan bepalen, en blijkbaar dus ook de structuur en de orientatie van het kristal.

De door ons gebruikte inrichting, die men een goniometer voor X-stralen zou kunnen noemen, is schematisch (niet op schaal) afgebeeld in fig. 1. OA is de rotatie-as van een klein kristalletje

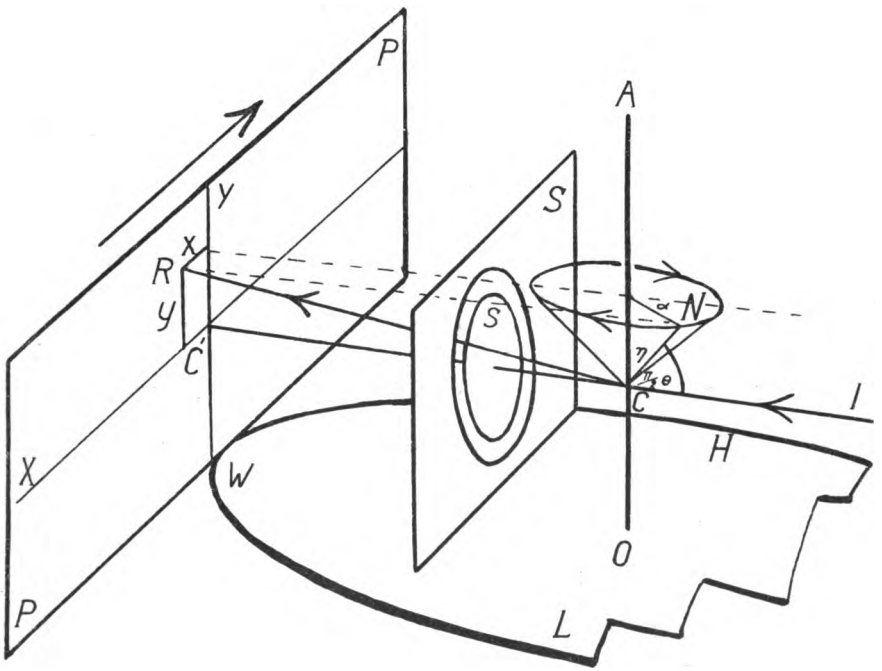


Fig. 1.

in C, en van een rad WHL. Dit laatste is gekoppeld met den plaathouder PP, die in rechte geleidingen loodrecht op OA kan bewegen. Wanneer dus het kristal en het rad samen draaien, ondergaat de plaat een evenredige tangentieele verplaatsing. De invallende bundel X-stralen IC is loodrecht op de as OA en op het vlak van de plaat of film.

Onderstel nu, dat CR een teruggekaatste bundel X-stralen is, die de plaat in R treft, en dat CN de normaal op het stel atoomvlakken is, die deze terugkaatsing veroorzaakt. Laat η het complement van de breedte van de normaal zijn (gemeten vanaf

Digitized by Google

het vlak $A\ C\ I$ door de draaiingsas en den invallenden bundel); α en η bepalen de richting van den normaal volkomen.

De invallende bundel treft de plaat in C' en de lijnen $C'X$ en en $C'Y$ door C', resp. loodrecht op de rotatie-as en evenwijdig daarmee, kunnen als coördinaatassen voor de gefotografeerde vlekjes dienen. Wanneer nu x en y de coordinaten zijn van de vlek R, veroorzaakt door den teruggekaatsten bundel CR, zijn de volgende betrekkingen neer te schrijven:

$$\cos \eta = \frac{y}{l} \cdot \frac{\cos \vartheta}{\operatorname{tg} 2\vartheta}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \alpha' = -\frac{x}{l} \cdot \frac{\operatorname{cotg} \vartheta}{\operatorname{tg} 2\vartheta}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

$$x^2 + y^2 = l^2 \,.\, \operatorname{tg}^2 2\vartheta, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

waar l is de afstand tusschen kristal en plaat, α' de waarde van α als er terugkaatsing optreedt en ϑ de hoek (vanaf het kristallografisch vlak gemeten), die aan de betrekking van Bragg voldoet: $\lambda = 2\,d\,.\,\sin\vartheta$, met λ voor de golflengte van de invallende X-stralen en d voor den afstand tusschen de terugkaatsende oppervlakken.

(1) en (2) zijn niet onafhankelijk; door eliminatie van x, y en l met behulp van (3) verkrijgt men:

$$\operatorname{tg}^2 \alpha' = \left(\frac{\sin \eta}{\sin \vartheta}\right)^2 - 1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Voor gegeven waarden van ϑ en η geeft vergelijking (4), vier reëele waarden van α' of geeneen al naar mate η grooter of kleiner dan ϑ is. In het laatste geval is reflectie blijkbaar onmogelijk.

Als $\eta > \vartheta$, en als α' de kleinste positieve waarde van α voorstelt, die aan (4) voldoet, dan zullen, bij rotatie van het kristal met de wijzers van het uurwerk mee, opeenvolgende terugkaatsingen plaats hebben bij de standen van de normaal, die door de volgende azimuths bepaald worden:

$$\alpha',\ \pi - \alpha',\ \pi + \alpha',\ 2\pi - \alpha'.$$

De gereflecteerde bundels, die overeenkomen met de waarden α' en $2\pi - \alpha'$ treffen de plaat in de bovenste helft, en zij die overeenkomen met $\pi \pm \alpha'$ in de benedenste helft. (Fig. 1).

Digitized by Google

Veronderstel nu, dat het kristal één omwenteling in de richting der toenemende α's maakt, dan zijn er twee soorten van opnamen mogelijk, naar gelang van den beginstand van de normaal CN. Deze zijn afgebeeld in fig. 2a en 2b, die resp. overeenkomen met hetgeen men verkrijgt, als de normaal begint met een azimuth α gegeven door:

$$\alpha' > \alpha > -\alpha', \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$$\text{en } \pi - \alpha' > \alpha > \alpha'. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

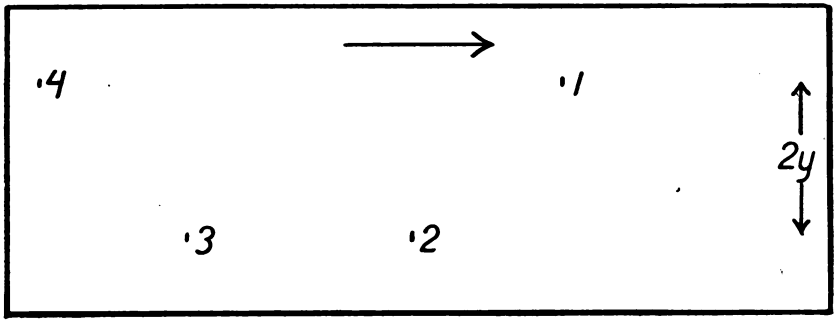


Fig. 2a

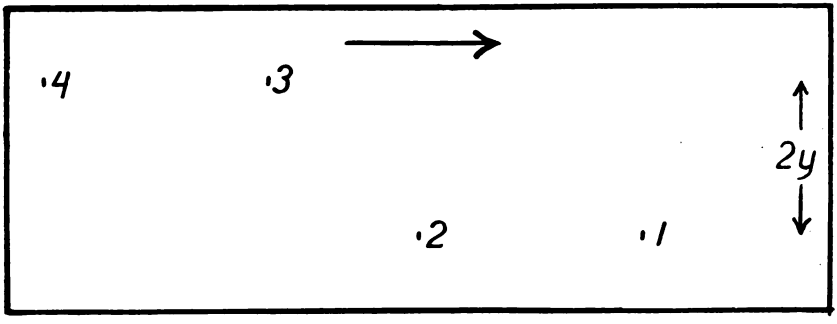


Fig. 2b

Ondersteboven gekeerd zouden dezelfde figuren overeenkomen met beginstanden van de normaal, die 180° met de vorige verschillen dus gegeven door:

$$\pi + \alpha' > \alpha > \pi - \alpha', \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$$\text{en } 2\pi - \alpha' > \alpha > \pi + \alpha'. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

De getallen geven de volgorde, waarin de vlekken optreden, als de plaat in de richting van de pijl beweegt.

Digitized by Google

De afstand s langs de X-as gemeten, tusschen een paar vlekken is gegeven

$$\text{òf door: } s = \pi \mathfrak{r} - 2(\mathfrak{r}\alpha' + x), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

$$\text{òf door: } s = 2(\mathfrak{r}\alpha' + x), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

waar in beide uitdrukkingen $\mathfrak{r}$ de lineaire verplaatsing voorstelt, die de plaat ondergaat, als het kristal een radiaal gedraaid is, of wel de effectieve straal van het rad WHL.

Als de normaal begint op een stand, bepaald door (6) of (8), stelt (10) den afstand voor die, op de x-as gemeten, tusschen ieder paar vlekken, zooals in fig. 2b, ligt. Anders is de onderlinge afstand tusschen de vlekken van de boven en de benedenste paren, zooals in fig. 2a, gegeven door (9) resp. (10), alnaarmate het aanvangsazimuth door (5) of door (7) wordt bepaald. In dat laatste geval wordt de waarde van s uit (9) negatief, als $x > \mathfrak{r}(\pi - \alpha')$ en de getallen van het daarmee overeenkomende stel punten omgewisseld worden.

Het verschil der abcissen van de punten 1 en 3 of 2 en 4 is in de beide figuren gelijk aan $\pi\mathfrak{r}$, d.i. de lineaire verplaatsing van de plaat, die met een halve omwenteling van het kristal overeenkomt. Zoo hebben wij een middel in de hand de constante $\mathfrak{r}$ te bepalen. Vermelding verdient nog het feit, dat de som van de afstanden langs de x-as tusschen de punten van ieder paar in fig. 2a gelijk is aan $2\pi\mathfrak{r}$.

De lijnen, die de bovenste en de benedenste paren verbinden, staan op een afstand $2y$ van elkaar. Deze verbindingslijnen hebben in fig. 2a een gemeenschappelijke middelloodlijn, waarvan de plaats op de plaat overeenkomt met die van het kristal, waarin de normaal een azimuth 0 of π heeft, al naar gelang de afstand tusschen het bovenste paar door (9) of door (10) gegeven wordt. Dit laatste is gemakkelijk vast te stellen, daar de twee waarden van s te berekenen zijn, met behulp van α', die uit (4), en x, die uit (2) of (3) gevonden wordt, als men r en y aan de opname ontleent en ϑ uit de betrekking van Bragg afleidt, of uit een opname met stilstaande plaat indien de tralie-constante d niet bekend mocht zijn.

Een analoge beteekenis hebben de middelloodlijnen in fig. 2b; de bovenste komt overeen met het azimuth 0; de benedenste met π.

Het azimuth van de normaal, gemeten vanaf een willekeurig vlak

Digitized by Google

door de rotatie-as, kan dus worden gevonden, en dit bepaalt tezamen met η, door (1) gegeven, de normaal volkomen.

Men krijgt ook voldoende gegevens, als het kristal niet meer dan een halve omwenteling uitvoert, maar in dit geval wordt de interpretatie van de opname ingewikkelder en de uitkomst minder nauwkeurig, daar slechts twee vlekken opgenomen worden, het bovenste of het onderste paar of een vlek van beide paren, al naar gelang van den begintoestand.

Wanneer het alleen om de orientatie van een kristal gaat, is het natuurlijk onnoodig al de terugkaatsingen op te nemen, die men zou kunnen krijgen met een bepaalde golflengte. In de hieronder beschreven proeven met aluminiumkristallen was het bijvoorbeeld voldoende de terugkaatsingen van de kubusvlakken (100) op te nemen. Deze bepalen de orientatie van de assen van den kubus en dus ook van het kristal. Daar in dit geval de andere terugkaatsingen de opnamen slechts verwarder maken, werden zij afgeschermd door twee looden schermen S en S' (fig. 1) tusschen kristal en plaat [1]). Het eene, S, is een cirkelvormige schijf en het andere, S', een rechthoekige plaat met een concentrische cirkelvormige opening van iets grootere middellijn.

De schijf S was verder nog in het middelpunt voorzien van een zeer kleine opening, die met een klein looden dekseltje naar willekeur geopend en gesloten kan worden, en die zoowel voor het maken van een vast punt diende (door n.l. den invallenden bundel onmiddellijk op de plaat te laten vallen), als voor het juiste opstellen van de schermen zelf, d.w.z. loodrecht op en concentrisch met den invallenden bundel [2]). Zoodoende werd de

1) Bij de door Weissenberg (l.c.) beschreven inrichting worden alleen de teruggekaatste bundels gebruikt, die door een ringvormige opening kunnen uittreden, die concentrisch is met de rotatie-as. Zij worden opgenomen op een cylindrische film, die evenwijdig met de rotatie-as beweegt. De aldus opgenomen reflecties maken een constante hoek met de as, die door de afmetingen van de opening wordt bepaald. De reflecties door atoomvlakken met verschillende indices kunnen tegelijkertijd opgenomen worden, maar dan alleen één van de twee mogelijke paren, die bij ieder stel reflecteerende vlakken behooren. De interpretatie van de opnamen schijnt ons onder zulke omstandigheden wel moeilijker dan in het het door ons beschreven geval, waar de teruggekaatste bundels een constante hoek met den invallenden bundel maken en van atoomvlakken afkomstig zijn, die dezelfde indices hebben.

2) Dergelijke schermen kunnen gemakkelijk vervaardigd worden door twee stukken karton van gelijken vorm en grootte als het lood te snijden en ieder te plakken op een stuk sterk, doch dun papier. Voor de stevigheid is het papier, dat de schijf draagt, voorzien van een smale kartonnen rand. De looden schermen worden dan aan het karton bevestigd. Als zij concentrisch en onderling evenwijdig zijn opgesteld, blijft er een smalle ring papier over, die de X-stralen doorlaat. De hoek, waaronder de ring vanuit het kristal gezien wordt, kan veranderd worden door den afstand tusschen schermen en kristal te veranderen; ook kunnen de schermen op verschillende afstanden geplaatst worden, waardoor de wijdte van de ring kan worden geregeld. De reflecties van vlakken op bepaalde afstanden kunnen aldus naar wensch opgenomen of weggevangen worden.

Digitized by Google

fotografische plaat slechts over een nauw ringvorming gebied belicht, dat overal even ver van het merk van den directen bundel af was en dat op een cirkelkegel lag, met het kristal als top en met een zoodanige halve tophoek, dat alleen de reflecties van de tweede orde van de kubusvlakken doorgelaten werden. Zooals bekend is, worden immers de reflecties van de eerste orde door interferentie vernietigd tengevolge van de zijde-gecentreerde structuur van het aluminium.

Onder genoemde omstandigheden zou een volledige opname twaalf vlekken vertoonen, die door de vier reflecties van ieder der drie kubusvlakken veroorzaakt worden. Is ϑ echter grooter dan 54° 44′, dan kan het ook gebeuren, dat er geen reflectie optreedt, daar de mogelijkheid bestaat, dat de drie normalen van de kubusvlakken allen tegelijk en co-latitudo η hebben, die kleiner dan ϑ is. Evenzoo is het mogelijk, dat slechts één stel vlakken reflecteert als ϑ tusschen 54° 44′ en 45° ligt. In deze gevallen, die werkelijk vrij ongewoon zijn, moet men òf een nieuwe rotatie-as kiezen, òf men moet opnamen maken van reflecties door vlakken met een andere tralieconstante. Wanneer tenslotte ϑ kleiner is dan 45°, dan heeft men zeker twee stellen vlakken, die terugkaatsen en er zullen tenminste acht vlekken op de plaat verschijnen. Dan zijn er juist voldoende gegevens aanwezig om de orientatie van het kristal te bepalen. Bij het onderhavige onderzoek werd koper K_α-straling gebruikt met een golflengte $\lambda = 1{,}5373\ AE$, hetgeen voor ϑ 22° 12′ gaf; daar dit kleiner dan 45° is, waren wij van te voren reeds zeker, dat de opnamen voldoende gegevens zouden verstrekken. Men kan echter om zeker te gaan eerst een opname op een stilstaande plaat maken, die voor de [illegible]vormige opening geplaatst kan worden en tegelijk met de bewegende plaat wordt belicht, om een overzicht te krijgen over alle beschikbare tererugkaatsingen. Noodig is een dergelijke voorloope opname natuurlijk ingeval men met een kristal te doen heeft, waarvan de structuur niet bekend is.

Wanneer men daarentegen de structuur van een kristal wil bepalen, is het handiger de plaat over een groot gebied van ϑ of zelfs over het heele gebied van 0 tot $\pi/2$ te belichten.

§ 2. Experimenten.

Bij de gebruikte inrichting, die geheel van messing vervaardigd was, verschoof de plaat 20.33 cm voor een volle omwenteling

Digitized by Google

van het kristal; de overbrenging geschiedde door middel van een tandwiel, dat in een heugel greep welke aan den plaathouder was bevestigd. De afstand l van rotatie-as tot plaat was 3.286 cm, en de effectieve straal r van het tandwiel was 3.236 cm, zooals uit de opnamen volgde. De platen zelf waren 30 cm lang en 9 cm breed. Blijkbaar moet, als $w = 2\ l.\ \tan 2\ \vartheta$, de kleinste toelaatbare afmeting van de plaat evenwijdig aan de rotatie-as is, de andere afmeting niet kleiner zijn dan $w + 2\ \pi\ r$, of $w + \pi\ r$ als men zeker wil zijn, dat er geen reflecties verloren gaan.

De kristallen waren van aluminium in den vorm van cylindrische staafjes, 1,5 mm in doorsnede, vervaardigd op de wijze door Carpenter [1]) aangegeven. Zij roteerden met een gelijkmatige hoeksnelheid van één omwenteling in een half uur, en daar een volledige opname vier uur duurde, werden er vier omwentelingen in iedere richting uitgevoerd, waarbij het omkeeren automatisch geschiedde. De verbinding tusschen den goniometer en het drijfwerk geschiedde met een cardanische koppeling, die het mogelijk maakte den goniometer ten opzichte van den invallenden bundel goed in te stellen. Er was ook voor gezorgd, dat het onderzochte staafje een zuivere translatie langs de rotatie-as kon ondergaan, opdat men verschillende kristallen in den invallenden bundel kon brengen of wel dezen bundel direct op de plaat kon laten vallen om een vast punt te krijgen.

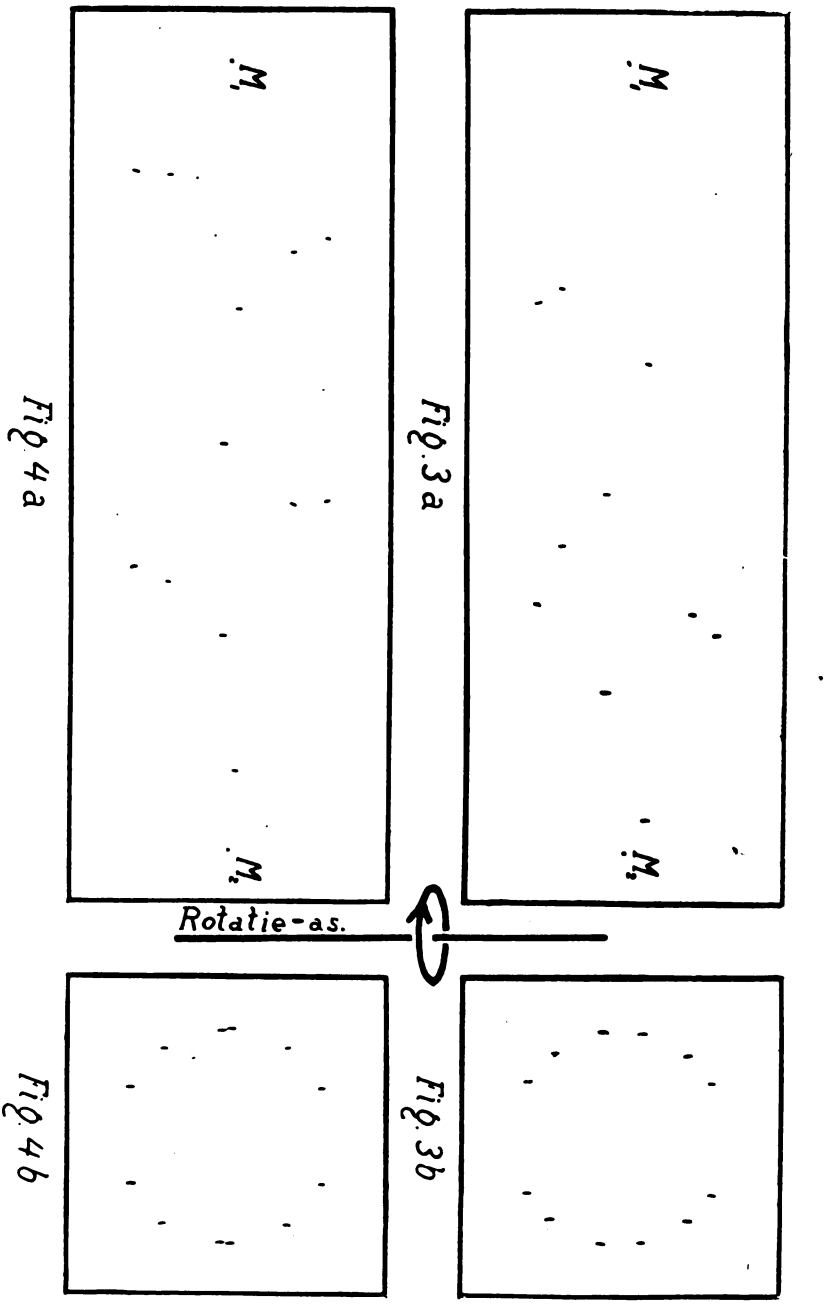
De X-stralen werden geleverd door een Philips-buis met een antikathode van metallisch koper met waterkoeling, die werkte met een wisselspanning van 33 kV van 50 perioden en een stroom van 8 mA. Zij werden uit de buis gelaten door een aluminium filter van $^3/_{100}$ mm dikte en een nikkelfilter van $^1/_{50}$ mm dikte, en werden tot een bundel van de gewenschte doorsnede teruggebracht door een cylindrisch gat, 4,5 cm lang en 1,5 mm in doorsnede, dat geboord was in een blokje lood. De intensiteit van de K_β-straling van het koper was op deze wijze zoodanig door absorptie verminderd, dat alleen de reflecties van de K_α-straling van het koper op de opnamen te zien waren.

Het werkelijk onderzochte staafje aluminium was 14 cm lang en bestond uit twee enkelvoudige kristallen, die aan elkaar grensden op een afstand van 6 cm van een der uiteinden van het staafje.

[1]) H. C. H. Carpenter, Nature, Aug. 1926, 266.

Digitized by Google

Fig. 3a en 4a zijn teekeningen op schaal (verkleining t.o.v. de de oorspronkelijk grootte ca. 1 : 2) van de verkregen opnamen.



Digitized by Google

Ieder der platen vertoonde alle twaalf mogelijke vlekken. Opnamen van dezelfde kristallen, maar op stilstaande platen zijn in fig. 3b en 4b afgebeeld. De bovenste opnamen behooren tot het bovenste, kortste kristal van het staafje, zooals dit in den goniometer stond. M_1 en M_2 zijn merkstreepjes, die zoo gekozen zijn, dat men de opnamen op elkaar moet leggen, met de M_1's en M_2's op elkaar, om hetzelfde te krijgen alsof de beide kristallen tegelijk belicht zijn, zooals zou kunnen gebeuren, als men de X-stralen door het grensgebied liet gaan.

Zooals uit de bovenstaande beschouwingen volgt en zooals men op de figuren zien kan, is M_1 M_2 een schroefsymmetrie-as, gekenmerkt door een verschuiving $\pi \mathbf{r}$ en een rotatie π.

Men ziet ook, dat de vlekken in groepen van vier uiteenvallen, waarbij de leden van een zelfde groep denzelfden afstand tot M_1 M_2 hebben. Ieder der opnamen bestaat zoo uit drie stellen van vier punten, zooals die in fig. 2a zijn afgebeeld.

De eenige grootheden, die gemeten moeten worden, zijn de coordinaten der punten ten opzichte van een stel assen, dat evenwijdig met M_1 M_2 is en loodrecht daarop staat, en tenslotte de afstand tusschen de rotatie-as en de plaat. Het berekenen der gegevens uit de waarnemingen geschiedde in deze volgorde, dat eerst het verschil der ordinaten, $2y$, van de paren in iedere groep genomen werd. Dan werd η uit (1) en α' uit (4) berekend. Vervolgens werd x uit (2) of (3) gevonden en daarna de waarden van $2(\mathbf{r}\alpha' + x)$ in (10). Dan werd door beschouwing van de opname vastgesteld of deze laatste waarden gelijk waren aan de afstanden tusschen boven- of benedenparen van de verschillende groepen, en ook, of het midden van een paar overeenkwam met een normaal in den stand $\alpha = 0$ of $\alpha = \pi$.

De azimuths van de normalen, gerekend vanaf een zeker vlak (hetzelfde voor de twee kristallen; b.v. het vlak dat met M_1 of M_2 overeenkomt) werden dan bepaald.

De resultaten voor de twee kristallen zijn in de volgende tabel vereenigd, waar de azimuths alle gerekend zijn vanaf dat van de eerste normaal, die wij azimuth nul gaven.

De hoeken tusschen de assen werden ook berekend en hun waarden zijn in de laatste kolom gegeven. De afwijkingen van de theoretische waarde, 90°, geven een maat voor de nauwkeurigheid.

Digitized by Google

TABEL I.

Bovenste kristal			
	α	η	hoek tusschen de assen:
1	0° 0′	54° 51′	(23) 89° 58′
2	96° 44′	79° 45′	(31) 89° 52′
3	200° 40′	36° 50′	(12) 89° 32′

TABEL II.

Benedenste kristal			
	α	η	hoek tusschen de assen:
1	68° 48′	87° 9′	(23) 89° 1′
2	160° 43′	56° 33½′	(31) 89° 34′
3	335° 9′	32° 25′	(12) 90° 34′

Noemt men de asrichtingen van het bovenste kristal X_1, Y_1, Z_1, die van het benedenste X_2, Y_2, Z_2, dan zijn de richtingscosinussen met een assenkruis $P\,(\alpha = 0, \eta = 0)$, $Q\,(\alpha = 0, \eta = 90°)$, $R\,(\alpha = 90°, \eta = 90°)$:

TABEL III.

	P	Q	R
X_1	0,576	0,818	0,000
Y_1	0,178	−0,115	0,977
Z_1	0,800	−0,561	−0,212
X_2	0,050	0,361	0,931
Y_2	0,551	−0,787	0,275
Z_2	0,844	0,486	−0,234

Hieruit kan men de richtingscosinussen berekenen van de twee assenkruisen $X_1\ Y_1\ Z_1$ en $X_2\ Y_2\ Z_2$:

TABEL IV.

	X_1	Y_1	Z_1
X_2	0,324	0,877	−0,359
Y_2	−0,326	0,458	0,824
Z_2	0,883	−0,134	0,452

De bijbehoorende hoeken zijn:

TABEL V.

	X_1	Y_1	Z_1
X_2	71,1°	28,7°	111,1°
Y_2	109°, 1	62,7°	34,5°
Z_2	27,8°	97,7°	63,1°

Digitized by Google

Opmerkelijk is het voorkomen van drie nagenoeg gelijke hoekenparen, nl. $Y_1 X_2 = 28°,7$ en $X_1 Z_2 = 27°,8$, het paar $Z_1 X_2 = 111°,1$ en $X_1 Y_2 = 109°,1$, tenslotte $Y_1 Y_2 = 62°,7$ en $Z_1 Z_2 = 63°,3$. Het ligt voor de hand te vermoeden dat het verschil op rekening gesteld moet worden van de meetfouten en dat de hoeken in werkelijkheid gelijk zijn. Dit zou beteekenen dat *de assenkruisen elkanders spiegelbeeld zijn ten opzichte van een of ander vlak.* Neemt men voor de gemiddelden van die hoeken 28°, 110° en 63°, dan vindt men voor dit vlak het *kristalvlak met de indices (452).* De kristallen vormen aldus een soort van tweeling. Het is echter niet uitgesloten dat dit toeval is, daar voor kubische kristallen het vlak (111) het vaakst als tweelingvlak voorkomt.

De bereidingswijze van deze kristallen geeft geen aanleiding te vermoeden, dat zij ten opzichte van de draadrichting anders dan willekeurig georienteerd zouden zijn. De gegevens met de twee door ons onderzochte kristallen zijn nauwelijks voldoende te noemen om dit op de proef te stellen, maar wij kunnen de resultaten van N. Yoshida en K. Tanaka [1]) mede in beschouwing nemen. Zij bereidden op dezelfde wijze aluminiumkristallen en bepaalden hun orientaties met behulp van een gewijzigde Laue-methode, met gebruikmaking van een divergente bundel X-stralen. In de volgende tabel zijn in de eerste zes kolommen hun uitkomsten medegedeeld voor de co-latitudo van ieder der kubische assen, gerekend vanaf de richting waarlangs de rek had plaats gehad (hetgeen in *ons* geval met de rotatie-richting overeenkomt); in de laatste twee kolommen zijn onze resultaten vermeld. De waarden voor het azimuth van de eerste zes kristallen zijn niet bekend.

TABEL VI.

kristal	1	2	3	4	5	6	7	8
	87°	87°	85°	88°	89°	89°	80°	87°
	62°	57°	65°	63°	61°	61°	55°	56½°
	29°	34°	26°	27°	28°	30°	37°	32½°

De opmerking van Yoshida en Tanaka, dat deze hoeken voor ieder kristal ongeveer hetzelfde zijn en dat ieder kristal één kubische as heeft, die bijna loodrecht staat op de rek-inrichting, wordt min of meer bevestigd. Er zij echter op gewezen, dat

[1]) N. Yoshida en K. Tanaka, Nature, Dec. 1926, pag. 913.

Digitized by Google

deze laatste omstandigheid min of meer te verwachten is als de kristallen willekeurig georienteerd zijn. Men kan zich nl. de vraag stellen, welke de gemiddelde waarde is van den grootsten, den middelsten en den kleinsten hoek, dien 3 rechthoekige assen maken met een willekeurige richting. Berekent men, ter benadering, de gemiddelde waarden van deze hoeken voor zulke richtingen van de willekeurige lijn die gegeven worden door al de indices tusschen (600), (660) en (666), d.i. wat men krijgt door de twee nullen in het eerste symbool te vervangen door alle combinaties van de getallen 1, 2, 3, ... 6, dan vindt men

$$81°,\ 58°{,}5 \text{ en } 36°.$$

Uit de tabel van Yoshida en Tanaka's uitkomsten ziet men, dat de individueele getallen, en ook hun gemiddelden

$$87°{,}5,\ 61°{,}5 \text{ en } 29$$

systematische afwijkingen vertoonen van de boven gegeven theoretische waarden (behalve de hoek 57° van kristal no. 2 in de tabel), hetgeen erop zou kunnen duiden, dat de kristallen toch niet geheel volgens het toeval om de rekrichting liggen, en dit begunstigt de meening, dat kristallen gereeder groeien wanneer ze in een zekere richting gerekt zijn. Dit wordt echter weer tegengesproken door de uitkomsten van dit mijn onderzoek, waarbij de afwijkingen van de gemiddelde waarden meer lukraak schijnen uit te vallen.

Tenslotte betuig ik gaarne mijn dank aan Prof. A. D. Fokker en prof. H. B. Dorgelo, den eerste voor zijn aansporing dit onderzoek op te vatten, en beiden voor de belangstelling, die zij ervoor toonden gedurende de vorderingen. Ik ben ook den heer P. van den Akker, chef van de werkplaats, veel verschuldigd voor de vaardigheid en vindingrijkheid, waarmee hij het instrumentarium uitgevoerd heeft.

Delft. NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER TECHNISCHE HOOGESCHOOL.

Summary.

A simple arrangement is described for determining with X-rays, the orientation and structure of crystals, which also need not show well- developed faces, especially for example, crystal fragments and metal crystallites. A narrow pencil of X-rays is passed through the specimen, which rotates about an axis perpendicular to the direction of incidence and is accompanied by a proportionate linear displacement of the photographic plate on which the X-ray reflections are recorded. In this manner the orientations of a pair of neighbouring aluminium crystals lying in a thin rod after recrystallisation have been determined.

They were found to have the relative positions of twins, the twinning plane having the indices (452).

Digitized by Google

OVER HET AANTOONEN LANGS OPTISCHEN WEG VAN DE IONEN IN EEN GASONTLADING EN DE MOGELIJKHEID VAN QUANTITATIEVE CONCENTRATIEMETING LANGS DEZEN WEG[1])

door W. DE GROOT en L. BLOK.

De eenige kennis, die wij tot heden hebben over de concentratie van de ionen in een gasontlading is verkregen met behulp van de sinds eenige jaren in zwang gekomen sondemethoden van Langmuir [2]) Als voorbeeld mogen worden vermeld de waarnemingen van K. T. Compton [3]) c.s. die in een positieve ~~zuil~~ in kwikdamp ionen-concentraties vonden van de orde van

$$10^{10} \text{ ionen/cm}^3$$

en in een „laagspanningsboog" concentraties die naar gelang van het punt waar gemeten werd, en van de boogstroom varieerden van

$$10^{10} - 10^{12} \text{ ionen/cm}^3.$$

Het leek ons belangrijk te trachten dergelijke bepalingen langs anderen weg te bevestigen. Allereerst ging het er om de aanwezigheid van ionen aan te toonen. Dit te doen langs optischen weg, b.v. door absorptie van geschikte lijnen uit het spectrum van van beschouwde soort deeltjes is geen nieuw idee. De aanwezigheid de metastabiele atomen van kwik, neon, argon, helium werd door verschillende onderzoekers [3], [4], [5], [6], [7]) langs dezen weg vastgelegd. De aanwezigheid van ionen in een gas dat op hooge temperatuur is gebracht bleek bij de proeven van King [8]) uit de absorptie van de bepaalde lijnen uit het vonksprectrum.

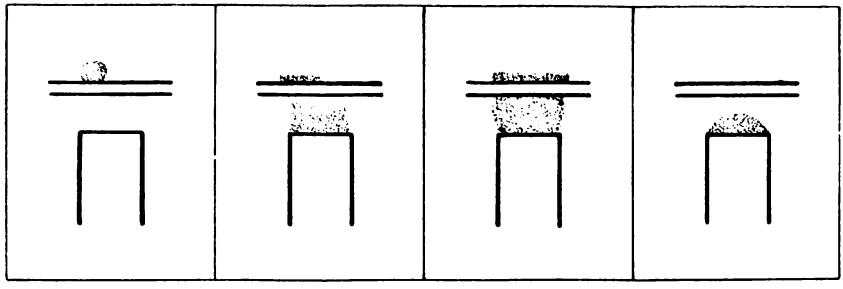
Als eerste object voor ons onderzoek werd gekozen het element *Ba*. Dit heeft in het vonkspectrum twee lijnen bij 4934 en 4554 A^0 die tezamen het resonantie-doublet van het ion vormen (analoog de *D*-lijnen van *Na*) en die dus voor absorptiewaarmemingen zeer geschikt zijn.

Als ontlading werd gekozen de boogontlading tusschen een Wo kathode (bolvormig diam. 1,8 mm) en een anode die bestond uit uit een holle *Ni* cylinder lang 8 mm, diam 5 mm, diam. boring 3 mm, die van onderen dicht was en gevuld met metallisch *Ba*, verkregen door voorzichtige ontleding van *Ba* N_6. Het *Ni*-potje

[1]) Tevens inhoud van een voordracht door den eerste van ons gehouden voor de Ned. Nat. Ver. den 5 Nov. 1927.

Digitized by Google

kan op de bekende wijze worden verwarmd. [9]) De afstand der electroden is ca. 3 mm. De boog brandde in een atmosfeer van *Ne* (1 % *A*, totale druk 10 cm) die belette dat het *Ba* dadelijk op de wand neersloeg. Verder waren om dit nog beter tegen te gaan de vensters voor in- en uittree van het licht, ca. 15 cm van de boog verwijderd, aan het eind van glazen zijbuizen geplaatst. Als emissiebron diende een koolboogje (4 amp.) waarvan de krater vergroot op de ontladingsplaats werd afgebeeld Werd nu deze plaat zelf weer afgebeeld op de spleet van een glasspectrograaf dan was nog geen absorbtie te zien omdat de lijnen in questie ook sterk als emissielijnen in de *Ba* boog aanwezig zijn. Het is hier de plaats er op te wijzen dat volgens sommige onderzoekers (Duffendack c.s. [10]) deze lijnen geëmitteerd worden tengevolge van stooten van de tweede soort van de neutrale atomen van het element in questie met ionen van hooge ionisatiespanning. (Hier dus *A* en *Ne* ionen). Interessant was dus na te gaan op welke plaats in de boog de emissie van de vonklijnen het sterkst is. Dit kan geschieden door uit de spectroscoop het oculair te verwijderen en de oogpupil in het beeld van een van de vonklijnen te plaatsen. Daarbij bleek de plaats van waar deze lijnen worden uitgezonden sterk afhankelijk van de stroom. Fig 1 geeft een beeld van een boog (ca. 0,1 A) in *Ba*-damp in het licht van de 4934-lijn



gloeistr.	6	6.6	6.9	7.2 A
boogsp.	9.5	7.2	6.2	11.5 V

Fig. 1

waarbij als kathode een oxyddraad fungeerde. Het ziet er naar uit alsof bij de hoogere temperatuur van de gloeidraad de ionen naar de anode toe gedreven worden. Zeker is het dat bij deze gloeitemperaturen de verstuiving van de kathode door ionen bombardement sterk afneemt.

Digitized by Google

Digitized by Google

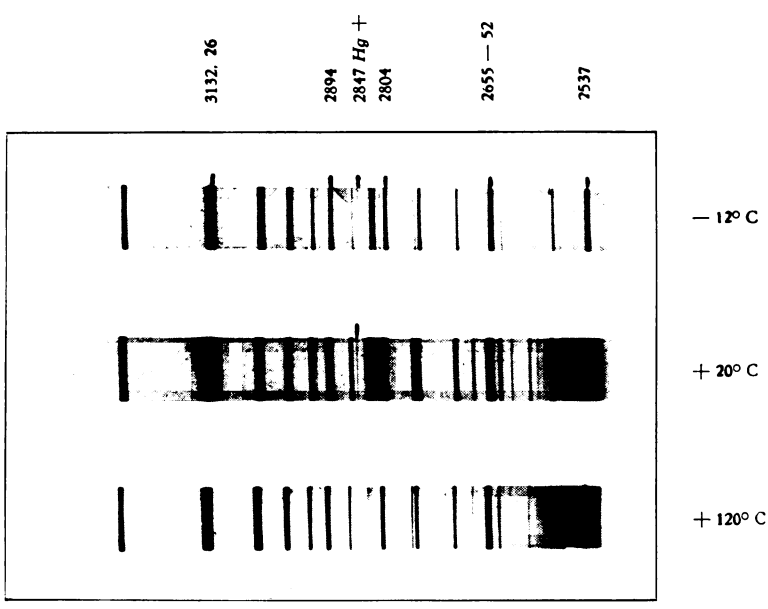


Fig. 2.

Digitized by Google

Teneinde de absorbtie na te gaan moest de emissie van de vonklijnen onderdrukt worden. Dit bleek op de volgende wijze mogelijk: de boog werd na aansteken omgeschakeld op een spanning van ca. 24 Volt. Op deze spanning kan nu worden gesuperponeerd de secundaire spanning van een transformator 500 per. die ook op ca. 24 volt was geregeld. Vijfhonderd keer per sec. was nu de spanning op de boog zeer dicht bij nul en in een draaiende spiegel kon men zich overtuigen dat de boog telkens gedurende ca. $^1/_{10}$ periode ($^1/_{5000}$ sec.) uitgedoofd was [11]) Het kwam er nu op aan het te absorbeeren licht slechts gedurende deze donkere momenten toe te laten. Dit geschiedde door de ontladingsplaats niet direct op de spectroscoopspleet af te beelden, maar eerst op een vaantje van bladkoper, aan het eind van een trillend veertje geplaatst, dat zelf weer op de spleet werd geprojecteerd. De afmetingen van het stalen veertje waren 30 bij 3 bij 0,8 mm van het koperen vaantje 10 bij 5 bij 0,1 mm. Het veertje werd aan het trillen gebracht door het magnetisch veld van twee klosjes met ijzerkern, die door dezelfde 500 per.-stroom als boven vermeld, werden gevoed. Door een capaciteit van enkele μ F in serie en een geschikte weerstand kon de phase van het veertje in overeenstemming gebracht worden met de uitdooving van de boog en wel zoo dat de spleet juist vrij kwam als de boog donker was. Nu traden de lijnen 4934 en 4554 in absorbtie op. Er werd een foto genomen waarop de lijnen duidelijk zichtbaar zijn (ook bij projectie als lantaarnplaat op het scherm) maar die voor reproductie in dit tijdschrift ongeschikt is.

Als tweede object werd gekozen het element *Hg*. Een positieve zuil in Argon (1,4 mm) waarin *Hg* damp, werd aan beide uiteinden voorzien van kwarts vensters. Doel was n.l. de absorbtie van de lijn 2847 (behoorende tot het z.g. Rydberg-doublet) na te gaan [12]). Deze lijn gedraagt zich in mengsels van *Ar* en *Hg* zeer merkwaardig. Wanneer een buis als boven beschreven aan verschillende temperaturen (120°, 20°, — 12° C) werd blootgesteld (dampdruk *Hg* resp. ca. 1,0. 0,013, 0,0001 mm) dan was in het eerste geval de lijn 2847 afwezig (fig. 2) in de andere aanwezig. Men zou dit zóó kunnen verklaren dat bij de hoogste temperatuur het kwik de drager is van de ontlading, bij de lagere het Argon,

11) Dit werd bevestigd door waarneming met een kathode-oscillograaf, geconstrueerd en bereidwillig afgestaan door Drs. J. v. d. Mark.

12) Het was mij op dat oogenblik nog niet bekend dat deze lijn waarschijnlijk geen resonantielijn is van het ion.

Digitized by Google

en dat dit door stooten van de 2e soort de vonklijn aanslaat. Is deze verklaring juist, dan is zij in tegenspraak met de plaats door Carrol [13]), aan de 2847 lijn in het vonkspectrum toegewezen, n.l. $2^3S - 2^2P_{3/2}$. De totale aanslagspanning van het bovenste niveau (2^3S) van het ion gerekend van het grond-niveau van neutraal *Hg* zou zijn dan zijn 22 Volt terwijl de ionisatiespanning van Argon slechts 15,4 Volt bedraagt.

Een boogje in Argon 16 mm met *Hg* damp vertoont bij kamertemperatuur de lijn 2847 sterk. Zulk een boogje werd als emissiebuis gebezigd en de absorbtiebuis op 140° C gebracht. Hierbij bleek de 2847 lijn onverzwakt door te gaan. Het voornemen bestaat de proef te herhalen met *Cd* damp; voor *Cd* staan de resonantielijnen van het ion vast (2144, 2265 A^0).

Ten slotte moge de vraag worden beantwoord of het mogelijk is eventueel gemeten absorbties quantitatief tot concentraties om te rekenen. Wij moeten ons daartoe rekenschap geven van de oorzaken die de absorbtie beïnvloeden. Bij dikke lagen hangt deze sterk af van de gedaante van de absorbtiekromme. Als factoren die de breedte van de absorbtielijn bepalen kunnen wij in ons geval volstaan met te letten op de „stralingsdemping" en de „stootdemping" [14]) beide in combinatie met de Dopplerverbreeding, terwijl het zoogenaamde commensurabiliteitseffect [15]) dat bij dichtheden van 10^{15} deeltjes per cm^3 aanmerkelijk wordt, buiten beschouwing kan blijven evenals de electrische (Stark)verbreeding.

Met het oog op latere toepassingen vereenigen wij thans reeds de noodige formules [16])

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{4\pi nk}{\lambda} l}$$

l = laagdikte; λ golfl. (in vacuo)

$$nk = nk_0 \,.\, f(x) \quad x = \frac{\omega - \omega_0}{\omega'/2}$$

$$\text{hierin is } \omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

ω' is de „halfwaarde-breedte" die de lijn zou hebben bij afwezigheid van Dopplereffect. In dit geval is

$$f(x) = \frac{1}{1 + x^2}$$

is er Dopplereffect door warmtebeweging, dan is

Digitized by Google

$$f(x) = \frac{2}{p\sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-y^2}\, y\, dy\, bg\, tg\, \frac{2\,p\,y}{x^2 + 1 - p^2\,y^2}$$

$$\text{hierin is } p = \frac{2\,b}{\omega'},\quad b = \omega_0\,\frac{w}{c}$$

waarbij w de waarschijnlijkste snelheid is van de volgens Maxwell verdeelde temperatuurbeweging van de beschouwde atoomsoort.

$$nk_0 = \frac{4\,\pi\,\mathbf{N}\,e^2}{2\,m\,\omega_0\,\omega'}.$$

Hierin is $\mathbf{N} = f.N$ het effectieve aantal absorbeerende atomen. f is een factor die van de beschouwde absorbtielijn afhangt. Voor de beide D-lijnen is f nagenoeg $\frac{1}{3}$ resp. $\frac{2}{3}$. Hetzelfde geldt van de door ons beschouwde Ba ionen die immers een alkalispectrum vertoonen. Grooten invloed op het waar te nemen verschijnsel heeft de waarde van ω'.

Wij mogen hiervoor stellen

$$\omega' = \frac{2\,e^2\,\omega^2}{3\,m\,c^3} + 2\,a\,.\,G$$

waarbij a het aantal botsingen van de beschouwde atoomsoort met vreemde atomen en G een factor is die volgens metingen van Schütz[17]) zich in de meeste gevallen tusschen 2 en 4 beweegt. (Door de genoemde proeven van Schütz en Gerlach wordt tegelijk de steekhoudendheid der boven weergegeven formules aangetoond).

Heeft het spectraal apparaat een eindig oplossend vermogen, dan is tenslotte nog de resulteerende intensiteit

$$J(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\xi)\, F(\omega - \xi)\, d\xi$$

waarin F is de functie die aangeeft hoe een zuiver monochromatische straling ω door het apparaat wordt uitgebreid.

Door ons werden langs grafischen weg de absorbtiefiguren die men bij verschillende waarden van $\mathbf{N}$ en van l in verschillende spectraal-apparaten te verwachten heeft, bepaald. Met behulp van deze figuren kan worden uitgemaakt dat de waargenomen absorbtie van Ba ionen beantwoordt aan een waarde van $\mathbf{N}\,.\,l$ gelijk aan ca 10^{11}. De dichtheid der ionen kan nabij 10^{12} geweest zijn. Dit geldt bij een boogstroom van ca. 3 Amp. Hierbij is nog rekening te houden met het feit dat in de onderbrekingsperiode van de boog recombinatie kan hebben plaats gehad, waarover te weinig

Digitized by Google

gegevens bekend zijn om deze in rekening te kunnen brengen en verder dat reeds de temperatuur van het gas een ionisatie kan veroorzaken. Uit de formule van Saha volgt voor $T = 1600°$ K; $N = 10^{10}$ *a* 10^{11}, waarbij als onbekende factor de druk van de *Ba* damp in de boog optreedt. De temperatuur van kathode en anode was bij de proef resp. 1600° en 1400° K zoodat hiermee zeker rekening te houden is. Bij *Ca* zou de verhouding iets gunstiger zijn omdat daar bij gelijke temperatuur de dissociatie in ionen en electronen geringer is.

Eindhoven, 2 Dec. 1927. NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

LITTERATUUR (niet voll.)

2) Langmuir en Mott-Smith, Gen. El. Rev. **27**, 449, 538, 616, 762, 810 (1924). Phys. Rev. **28**, 727 (1926).
3) K. T. Compton, Turner, Mc. Curdy, Phys. Rev. **24**, 597 (1924), K. T. Compton en Eckart Phys. Rev. **25**, 139 (1925).
4) Paschen, Ann. d. Phys. **45**, 625 (1924).
5) Meissner Phys. Zs. **26**, 687 (1925).
6) Dorgelo, Zts. f. Physik **34**, 766 (1925), Amst. Versl. **35**, (2). 1009 (1926),
7) Ladenburg, Nat Wiss, **14**, 1208 (1926). (Samenv.)
8) King, Astrophys. J. **55**, 380 (1922).
9) Hertz, Zs.f. Phys **31** 463 (1925).
10) Duffendack, Phys. Rev. **29**, 914, 925 (1927), Science **66**, 401 (1927).
13) Carrol, Phil. Trans. **225**, 357 (1925).
14) Lorentz, Amst. Versl. **14** 518. 577 (1906).
15) Holtsmark, L. Mensing, zie discussie onder 17.
16) Minkowski Zts. f. Phys. **36**, 839 (1926).
17) Schütz Zts. f. Phys. **45**, 30 (1927).

Summary.

The absorption of the spark lines 4934, 4554 ($2^2P - 1^2S$) of $Ba+$ by the ions present in a 3 Amp. low voltage arc in *Ne* (1% *A*) (pressure 10 cm) between a tungsten kathode and a *Ni* vessel filled with *Ba* as anode is obtained using an ordinary glass spectrograph and a carbon arc as continuous source. Using the formulae of Voigt and the experimental resul's coneerning the broadening of the absorbtion lines by collision (Stossdämpfung), a lower limit for the concentration of the *Ba* ions can be estimated. It is found of the order of 10^{12} per ccm. The behaviour of the line 2847 of $Hg+$ is investigated in a positive column in argon (1,4 mm), at various vapour pressures of *Hg*. This line vanished at higher vapour pressures (> 1 mm). There is no appreciable absorption of the 2847 line by the excited *Hg* vapour.

Digitized by Google

IONISATIE DOOR METASTABIELE ATOMEN

door F. M. PENNING.

Verslag van een Voordracht gehouden in de vergadering der Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging 5 November 1927.

Tot het bestaan van het in den titel genoemde proces werd besloten op grond van metingen over de doorslagspanning van edelgassen.

Zooals bekend is vertoont de kromme, die de doorslagspanning V_z van een gas voorstelt als functie van pd (druk $\times$ electrodenafstand), het volgende karakter: voor $pd = 0$ en $pd = \infty$ is $V_z = \infty$, voor een tusschen gelegen waarde van pd ($pd_{\text{min.}}$) is V_z een minimum. Voor zuiver Neon en ijzerelectroden is b.v. $pd_{\text{min.}}$ ca. 3 (mm $\times$ cm), V_z is daarbij 190 V. Voor waarden van $pd > pd_{\text{min}}$ bleek de doorslagspanning van Neon zeer sterk verlaagd te worden door kleine onzuiverheden. Quantitatief werd dit allereerst nagegaan bij *Ne* [1]) met *Hg* en *Ar* als bijmengselen. De electroden waren bij deze en de meeste volgende metingen vlakke evenwijdige ijzerplaatjes van ca. 2 cm diameter, op 1 cm van elkaar verwijderd; de gasdruk was ca. 20 mm *Ne*. Bij de metingen met *Hg* was een kwikdruppel in de buis aanwezig, de dampdruk van het kwik werd geregeld door de buis in geschikte temperatuurbaden te plaatsen. Bij de metingen met *Ar* werden kleine hoeveelheden van dit gas uit zijcapillairs in de ontladingsbuis gelaten. De resultaten voor *Ne—Hg* zijn in fig. 1 als functie van de temperatuur uitgezet. Met behulp van de bekende dampspanningen van kwik kon het percentage waarin de kwikdamp telkens aanwezig was worden berekend; in fig. 2 is de verlaging der doorslagspanning ($\triangle V_z$) als functie van de logarithme van het kwikpercentage uitgezet. In dezelfde figuur zijn ook de met *Ne—Ar* verkregen resultaten aangegeven. Uit deze figuur blijkt, dat een verontreiniging, die in een hoeveelheid van 0,0001 % aanwezig is, de doorslagspanning nog aanzienlijk verlaagt.

De ionisatiespanning van *Hg* zoowel als van *Ar* is lager dan die van *Ne*; de meest voor de hand liggende verklaring is daarom deze: de electronen slaan de atomen van *Hg* en *Ar* eerder aan

[1]) Het gebruikte *Ne* bevatte steeds enkele % *He*; de invloed hiervan is echter wegens de hooge ionisatiespanning van *He* zeer gering.

Digitized by Google

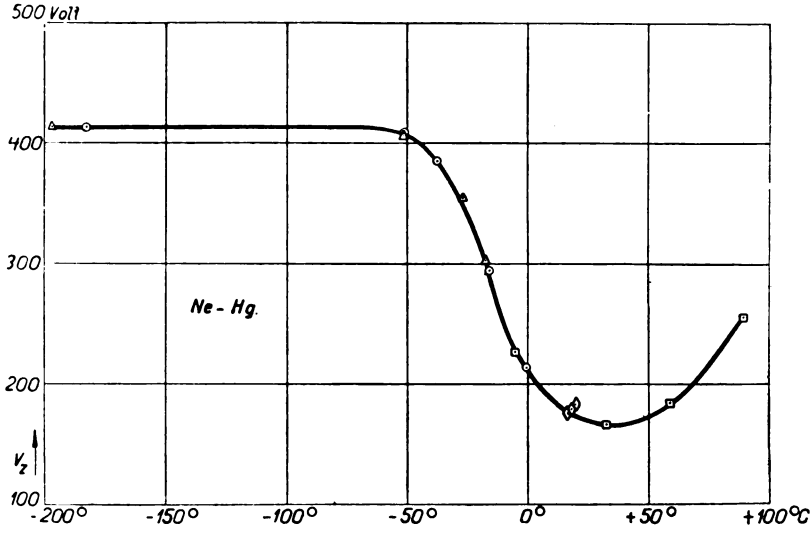


Fig. 1.

dan die van *Ne*; op deze wijze zal eerder dan in het zuivere gas het voor den doorslag benoodigde aantal positieve ionen gevormd worden. Een ruwe schatting toont echter dat *Hg*- en *Ar*-atomen, die in zoo kleine concentraties aanwezig zijn, veel te weinig kans hebben om door electronen getroffen te worden.

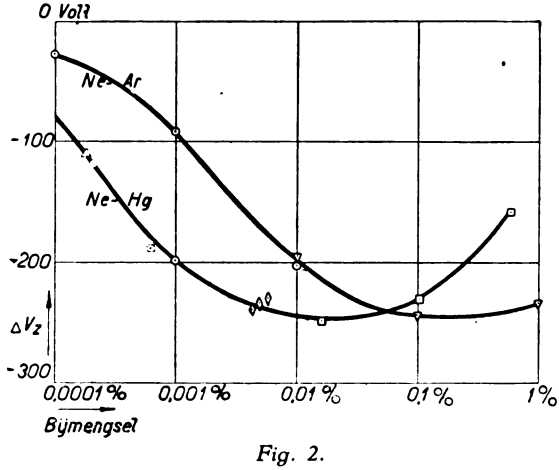


Fig. 2.

Bij een edelgas bestaat echter nog een andere mogelijkheid. Het oploopen van de kromme voor V_z voor waarden van $pd > pd_{min.}$ moet bij een edelgas hoofdzakelijk worden toegeschreven aan het feit, dat de electronen daar steeds meer de atomen gaan aanslaan in plaats van ze te ioniseeren. Een groot deel van deze aanslagen geeft aanleiding tot het ontstaan van metastabiele atomen, en uit de metingen van Dorgelo is gebleken dat deze bij *Ne* een levensduur hebben van de orde van 0,01 sec. Gedurende dezen

Digitized by Google

tijd maken zij zeer veel botsingen met de gasatomen, en, wanneer zich daaronder nu atomen met kleine ionisatiespanning bevinden, zullen de metastabiele atomen deze kunnen ioniseeren (vgl. het verschijnsel der gesensibiliseerde fluorescentie). Is nu (zooals in ons geval) de gasdruk groot genoeg, dan zullen de metastabiele atomen hoofdzakelijk door de botsingen met andere atomen en niet aan den wand vernietigd worden. Uit de metingen van Dorgelo en Washington kan worden afgeleid, dat in zuiver *Ne* een metastabiel atoom eerst na gemiddeld ca. 10^5 botsingen met *Ne*-atomen te gronde gaat; het zal dus reeds een zeer aanzienlijke kans hebben om atomen, die in een concentratie van 10^{-5} aanwezig zijn, te treffen en te ioniseeren. Op deze wijze wordt de invloed van zeer kleine bijmengselen van andere gassen begrijpelijk.

Volgens deze opvatting zal de invloed van verontreinigingen vooral sterk zijn bij groote waarden van *pd*. Fig. 3 geeft hiervan nog een voorbeeld. Daarin is uitgezet de doorslagspanning van *Ne*, waaraan kleine hoeveelheden *Ar* zijn toegevoegd (voor twee punten is in de grafiek het *Ar*-percentage aangegeven). Voor $pd = 85$ blijkt dus een bijsel van 0,005 % *Ar* de doorslagspanning te verlagen van 750 op 130 V.

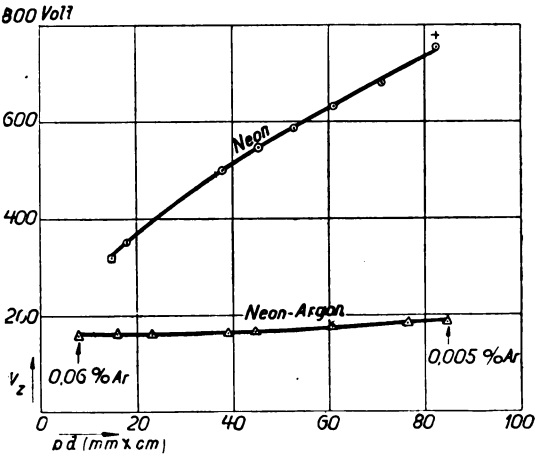


Fig. 3.

Wanneer de boven uiteengezette opvatting juist is, zullen bijmengselen alleen dan den aangegeven grooten invloed op de doorslagspanning hebben, wanneer

$$V_i' < V_{\text{met.}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

(V_i' = ionisatiespanning van het bijmengsel, $V_{\text{met.}}$ = aanslagspanning der metastabiele niveau's van het hoofdgas). Om dit na te gaan werden eerst nog metingen gedaan met *Ne* waaraan kleine hoeveelheden *Kr*, H_2 en N_2 waren toegevoegd. Ook deze drie bijmengselen gaven groote verlagingen; de eerste voldoen zeker aan voorwaarde (1);

Digitized by Google

de ionisatiespanning van N_2 is niet met voldoende nauwkeurigheid bekend, wel kan men zeggen dat ze ligt tusschen 16 en 17 V.

Om nog duidelijker aan te toonen dat de atomen van het bijmengsel inderdaad door metastabiele atomen en niet door electronen worden geioniseerd, zou men als bijmengsel een gas moeten nemen, waarvan de ionisatiespanning beneden de ionisatiespanning van het hoofdgas ligt, maar boven de aanslagspanning der metastabiele niveau's. Dit bijmengsel zou dan, althans in zulke geringe percentages, de doorslagspanning niet mogen verlagen. Voor *Ne* als hoofdgas is het niet gemakkelijk dergelijke bijmengselen te vinden waarvan V_i met voldoende nauwkeurigheid bekend is; bij *Ar* ($V_i = 15{,}4$; $V_{\text{met.}} = 11{,}5$ *V*) daarentegen wel, daar voldoet b.v. *Kr* ($V_i' = 14{,}3$ V) aan de vereischten. Inderdaad bleek nu, dat *Kr* bij *Ar* de doorspanning niet verlaagde (bij toevoeging van 0,03 %), terwijl het dit bij *Ne* zeer sterk deed. Evenmin werd V_z verlaagd door de toevoeging van kleine hoeveelheden *Xe* ($V_i' = 12$ V[1])), *CO* ($V_i' = 14$ V) en CO_2 ($V_i' = 14$ V). Daarentegen gaven *Hg* ($V_i' = 10{,}4$ V) en J_2 ($V_i' = 10$ V) weer groote verlaging; voor deze laatste stoffen werd V_z weer nagegaan als functie van het percentage bijmengsel; daarbij werden krommen gevonden van hetzelfde karakter als die van fig. 2.

Al deze uitkomsten met *Ar* als hoofdgas voldoen aan voorwaarde (1). Alleen *NO* ($V_i' = 9$ V) vertoont een afwijkend gedrag; het verlaagt n l. V_z niet, ofschoon men dit wel zou verwachten. Dit resultaat is daarom echter nog niet in strijd met de gegeven verklaring; voorwaarde (1) is wel noodzakelijk, maar behoeft daarom nog niet voldoende te zijn. Inderdaad schijnt *NO* volgens het termschema van het molecuulspectrum in toestanden te kunnen worgen gebracht met een energie grooter dan 11,5 V, waarbij toch het molecuul nog niet is geioniseerd. Het ligt voor de hand aan te nemen, dat de energie van een botsend metastabiel *Ar*-atoom besteed wordt om het *NO*-molecuul in een dergelijken aangeslagen toestand te brengen, waarbij dit laatste dan natuurlijk het doorslaan niet vergemakkelijkt.

We kunnen dus samenvattend zeggen: geen enkele der beschreven experimenten is in strijd met de opvatting, dat de verlaging van V_z veroorzaakt wordt door de ioniseerende werking der metastabliele atomen.

Voor verdere bijzonderheden betreffende dit onderzoek moge worden verwezen naar een artikel in het „Zeitschrift für Physik".

[1]) De metingen van Hertz geven hiervoor 11,5 V; latere metingen van Dorgelo en Abbink (volgens mondelinge mededeeling) — 12,0 V.

Digitized by Google

BOEKBESPREKING.

E. N. da C. Andrade. **The structure of the atom.** Third edition 727 blz. — G. Bell and Sons Ltd. London 1927, Prijs 30 sh.

Onlangs werd in dit tijdschrift de eerste druk van hetzelfde boek besproken. Het is bij den herdruk ongeveer tweemaal zoo dik geworden. De indeeling is dezelfde gebleven. Het eerste gedeelte, dat de kern behandelt, is door toevoeging van de resultaten van nieuwere onderzoekingen uitgebreid, het tweede gedeelte, dat de electronenatmosfeer beschrijft, is geheel nieuw geschreven. De schrijver stelt zich daarbij op het standpunt van de theorie van Bohr. In het laatste hoofdstuk wordt de nieuwste ontwikkeling der atoomtheorie, de matricesrekening en de golf-mechanica nog even aangeduid. De theorie der spectra, de opwekking van spectraallijnen, de Röntgenspectra en de groepeering der electronen wordt uitvoerig besproken. Niet minder dan 80 blz. zijn gewijd aan de multiplet-structuur en het anomale Zeemaneffect. Het spinnend electron wordt in een noot aangeduid. Het Compton effect en de proeven van Bothe en Geiger worden uitvoerig behandeld. Het geheele boek is evenwichtiger geworden, zoodat velen het in den nieuwen vorm met genoegen zullen lezen. Een aantrekkelijkheid er van is ook de beschrijving van vele der belangrijke experimenten waarop onze hedendaagsche kennis berust. Aan het chemische gedrag der atomen is slechts weinig ruimte gegeven. De statische theorieën worden in 't kort behandeld; o.a. het cubische atoommodel. Daarover sprekend zegt de schrijver „The fact that it could be cut out of cardboard was a source of solid comfort".

Wie een prettig, gemakkelijk leesbaar en geestig geschreven overzicht over de ontwikkeling der atoomphysica in de laatste jaren zoekt, waarin theorie en experiment uitvoerig critisch zijn besproken, en niet suggestief aan den lezer worden opgedrongen, kan deze nieuwe druk met warmte aanbevolen worden. G. H.

Dr. R. Mecke und Dr. A. Lambertz. **Leitfaden der praktischen Experimentalphysik für Vorlesung und Unterricht.** 195 blz., 162 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs ing. R. M. 9.60; geb. R. M. 10.80.

Het is een goede gedachte van den uitgever geweest een gedeelte van Band I van het door H. Geiger en K. Scheel uitgegeven *Handbuch der Physik*, dat handelt over „Vorlesungstechnik" afzonderlijk te doen verschijnen. Ongetwijfeld zal het daardoor komen in handen van velen, die anders tegen de hooge aanschaffingskosten zouden opzien.

Dit werk heeft weer een geheel ander karakter dan de tot nog toe verschenen boeken op dit gebied. Het vindt zijn ontstaan in de proeven, die bij de colleges in Bonn werden vertoond, waar de schrijvers van dit werk co'lege-assistent waren. Daardoor zijn de proeven, die hierin beschreven staan, door hen zelf gedaan en menige nuttige wenk getuigt van de groote ervaring daarbij door hen opgedaan. Dit maakt, dat menigeen, die in dit boek voor hem nieuwe proeven aantreft, en deze wil probeeren, daarvoor nuttige aanwijzingen vindt. Niet alle proeven zijn hierin aangegeven. Die, waarvoor groote demonstratieinrichtingen in den handel worden gebracht, zijn achterwege gelaten, maar juist vooral is de aandacht gevestigd op die proeven, die door groote overzichtelijkheid, duidelijk het gewenschte verschijnsel vertoonen.

Digitized by Google

Een groot voordeel van dit werk is nog, dat bij ieder hoofdstuk een samenvatting is gegeven van de constanten en wetmatigheden, die betrekking hebben op de in dat hoofdstuk te behandelen proeven. Dit spaart bij de voorbereiding van de les of van het college veel tijd, daar het dan niet noodig is in andere standaardwerken en tabellen de benoodigde constanten op te zoeken. Verschillende schetsmatige teekeningen lichten de proeven toe. Het ligt in de bedoeling van de schrijvers, die ook in de vorm van diapositieven in den handel te doen brengen.

Waar de physica een zoo sterk groeiproces doormaakt en de colleges en lessen daarmede rekening moeten houden, is het goed gezien van de schrijvers, verouderde proeven achterwege te laten en de ruimte dus vrij te krijgen voor vele proeven, die de moderne onderwerpen kunnen toelichten.

Ik mag dan zeker wel aan allen, die er prijs op stellen hun lessen en colleges met goed gekozen proeven te verduidelijken, deze leiddraad ten zeerste aanbevelen. De uitvoering ervan is keurig. Enkele figuren, die in het oorspronkelijke werk op den kop kwamen te staan, konden in deze afzonderlijke uitgave niet meer recht gezet worden. Overigens komen er weinig fouten in voor. T. v. L.

Collected Papers of Sir James Dewar, edited by Lady *Dewar*. 2 deelen, groot in 8°, 1489 blz. Cambridge University Press, 1927. Prijs geb. 84 sh.

De weduwe van den in 1923 overleden Sir James Dewar heeft thans de volledige geschriften van haar echtgenoot uitgegeven, daarbij overeenkomstig zijn uitersten wil bijgestaan door de H.H. J. D. Hamilton, Dickson, H. Munro Ross en E. C. Scott Dickson. Het is een prachtig uitgevoerd werk, in druk en band verzorgd zooals we dat van de Cambridge University Press gewend zijn.

Het werk is verdeeld in twee deelen en bevat zoowel de verhandelingen, welke Dewar in medewerking met anderen heeft geschreven als die, welke enkel onder zijn naam zijn gepubliceerd. De lange reeks van spectroscopische onderzoekingen echter, die Dewar samen met G. D. Liveing ondernam, is hier niet opgenomen geworden, omdat de geschriften die daarop betrekking hebben reeds in een afzonderlijken bundel werden verzameld en eveneens door de Cambridge University Press uitgegeven onder den titel van Collected Papers on Spectroscopy. Opdat evenwel de nieuwe uitgave een volledig overzicht zou geven van de werkzaamheden van den geleerde, werden de titels dier geschriften over spectroscopie hier medegedeeld met verwijzing naar de bladzijden van de Collected Papers on Spectroscopy, waar de vermelde verhandelingen te vinden zijn. Van enkele mededeelingen, die slechts voorloopig waren en die later door een uitvoeriger verhandeling werden gevolgd, zijn eveneens slechts de titels opgegeven. Verhandelingen, die in twee verschillende tijdschriften te vinden zijn, zijn natuurlijk slechts eenmaal weergegeven; zoo vindt men dan ook van de mededeelingen, die aan de Royal Institution werden gedaan op de Vrijdag-avond samenkomsten en dus in de Proceedings van die Institution verschenen, maar ook in een ander tijdschrift, weer enkel de titels aangeduid.

De verhandelingen zijn gewoonlijk gerangschikt en genummerd volgens de chronologische volgorde der publicatie. Het aantal dier verhandelingen is 255, waarvan 190 (van 1868 tot 1898) in het eerste deel. Daaraan zijn toegevoegd als nummers 256 en 257 twee verhandelingen, die niet door Dewar zelf werden geschreven; zij bevatten onderzoekingsuitkomsten en materiaal die hij niet had gepubliceerd, maar die na zijn dood werden verzameld door den heer W. J. Green

Digitized by Google

uit de door den geleerde nagelaten aanteekeningen. No. 256 beschrijft eenige calorimetrische proeven met vloeibare gassen in 1912 genomen; no. 257 bevat de uitkomsten van een lange reeks van bepalingen van soortelijke warmte van anorganische en organische verbindingen bij lage temperatuur, waarvan de publicatie door Dewar in 't vooruitzicht werd gesteld aan het slot van zijn verhandeling over atoomwarmten van 1913.

Aan het einde van het tweede deel zijn als aanhangsel bijeengebracht (no. 258 tot 265) eenige geschriften, die op Dewars werk betrekking hebben; het zijn artikelen die, hoewel zijn naam er niet aan verbonden is, toch door hem werden geïnspireerd of door anderen uit zijn werk werden geput.

Een uitvoerig register van namen en onderwepen besluit het tweede deel.

Een fraai portret van Sir James Dewar, den geleerde in zijn laboratorium van het Royal Institution voorstellende, terwijl hij kijkt naar den inhoud van een der door hem verzonnen vacuumglazen, versiert het eerste deel. Een gekleurde plaat in het tweede deel vooraan geeft een mooie illustratie van Dewar's proeven over het aantoonen van stroomlijnen in lucht met behulp van zeepvliezen.

Het geheel geeft een goed denkbeeld van den arbeid door dezen werker verricht, alsook van de ontwikkeling van zijn gedachten en werkmethoden. Van zeer uiteenloopenden aard zijn de gebieden, waarin hij werkzaam is geweest. Als zuiver chemicus begonnen brachten zijn onderzoekingen hem over het gebied der physische chemie en der physiologie op dat der spectroscopie, aan het ontginnen waarvan hij vele jaren (1878—1892) heeft gewijd; deze spectroscopische onderzoekingen brachten hem zelfs in aanraking met astrophysische problemen (temperatuur van de zon). In 1883 begon hij de lange reeks van onderzoekingen omtrent het vloeibaar maken van gassen, welke zich ontwikkelde tot een studie van de eigenschappen der stof bij lage temperatuur; die studie kenmerkt de tweede en voornaamste periode van zijn leven als onderzoeker, van 1891 tot aan zijn dood. Terloops hield hij zich met kleinere onderwerpen bezig, zooals capillariteit en het maken van zeepvliezen.

Wij wenschen dat dit belangwekkend boek bij velen het dankbare onthaal zal vinden, dat het verdient. J. E. V.

E. E. Mogendorff, **Natuurkunde voor het voorbereidend hooger onderwijs,** Eerste deel, 2e druk, 206 blz., 197 fig. — Noordhoff, Groningen 1927. Prijs f 3.90.

De eerste druk van dit werk verscheen in 1920 en vond zijn bespreking in dit Tijdschrift I, blz 187. Deze nieuwe druk verschilt slechts weinig van den vorige; hier en daar zijn redactiewijzigingen aangebracht of een enkele verandering en de rangschikking der paragrafen, wat als een verbetering mag worden aangezien. Voorts zijn die paragrafen, of deelen er van, waarvan de behandeling achterwege kan blijken, zonder dat dit aan het geheel te veel afbreuk doet, door een sterretje aangewezen. Overigens hebben wij niets toe te voegen aan de vroegere bespreking (l.c. en in aansluiting daarmee IV, bl. 225). Slechts zij het ons vergund den schr. attent te maken op een blijkbare omissie bij de behandeling van den areometer van Fahrenheit op blz. 74 (beteekenis van de letter q.). Vermelding verdient nog, dat in dezen druk de internationale schrijfwijze voor de verschillende eenheden is ingevoerd, ofschoon nog niet consequent doorgevoerd; zoo treffen wij aan C.c. naast cm^3 en K.g. naast K.G.; o.i. zal het aanbeveling verdienen bij een volgenden herdruk hierop te letten. J. G.

Digitized by Google

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

W. Guertler, Metallographie. Bd. II, Teil II, Heft 6. dritte Lieferung. Die elektrische und thermische Leitfähigkeit, bearbeitet von Dr. A. Schulze, 940 blz. 393 fig. — Gebr. Borntraeger, Berlin 1925. Prijs R. M. 40.

W. Guertler, Metallographie. Bd. II, Teil II, Heft 7, erste Lieferung. Die thermische Leitfähigkeit bearbeitet von Dr. A. Schulze, 147 blz., 25 fig. 95 tab. — Gebr. Borntraeger, Berlin 1925. Prijs R. M. 15.20.

W. Guertler, Metallographie. Bd. II, Teil II, Heft 7, Zweite Lieferung. Die thermische Leifähigkeit bearbeitet von Dr. A. Schulze, 317 blz., 83 fig. — Gebr. Borntraeger, Berlin 1927. Prijs R. M. 12.40.

R. Keen, Wireless Direction Finding and directional Reception. Second and enlarged Edition, 490 blz., 329 fig. — Iliffe and Son Ltd. London 1927.

Marx, Handbuch der Radiologie. Zweite Auflage vierter Bd., dritter Teil, Glühelectronen und Flammenleitung, bearbeitet von O. W. Richardson. H. Rukop und E Marx, 724 blz, 51 fig. — Akademische Verlagsgesellschaft m b. H., Leipzig 1927. Prijs R. M. 48, geb. R. M. 50.

J. W. Boerman, M. Hellingman en K. M. Knip, Nieuw Leerboek der Physica voornamelijk voor Kweekscholen en cursussen voor de Hoofdakte Deel II. Warmte, 199 blz., 99 fig. — J. B. Wolters, Groningen 1927. Prijs f 1.90, geb. f 2.25.

Everh. Bouwman, Leerboek der Natuurkunde, tweede deel, achtste, geheel herziene druk, 244 blz., 637 fig. — J. B. Wolters, Groningen 1927. Prijs f 3,25, geb. f 3 75.

Everh. Bouwman, Beknopt Leerboek der Natuurkunde, achtste geheel herziene druk, 390 blz., 527 fig. — J. B. Wolters, Groningen 1927. Prijs f 4.25, geb. f 4.75.

Everh. Bouwman, Natuurkundige Vraagstukken, elfde, geheel herziene druk, 158 blz. — J. B. Wolters, Groningen 1927. Prijs f 1.80, geb. f 2.10.

VERBETERING

door A. D. FOKKER.

In een recente studie over de ondulatietheorie van een deeltje (Physica 7, p. 233, 1927) moeten op pag. 237, r. 17 v.b., op pag. 238, r. 7 v.b. en op pag. 244, r. 11 v.o. de woorden „straalsnelheid" resp. "ray velocity" vervangen worden door „groepsnelheid" resp. "group velocity". Doordat de methode om deze te bepalen het (1 + 3)-dimensionale analogon is in ruimte en tijd van de methode die de straalrichting doet vinden in dubbelbrekende media met behulp van Fresnel's oppervlak, zijn de woorden „straal" en "ray" op een plaats komen staan, waar zij geen recht op hebben.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 22 Dec. 1927.*

Digitized by Google

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ

EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ

VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

HET RECUEIL DES TRAVAUX CHIMIQUES DES PAYS-BAS,

uitgegeven door de Nederlandsche Chemische Vereeniging,

bevat oorspronkelijke

Wetenschappelijke Verhandelingen op het gebied der Chemie

in de Fransche, Engelsche en Duitsche taal.

De omvang bedraagt normaal 960 bladzijden per jaar octavo. De abonnementsprijs bedraagt f 15.— per completen jaargang exclusief porto voor het buitenland. Leden der Nederl. Chem. Ver. (ook buitenlanders worden als lid toegelaten) betalen slechts f 6.—. Tevens ontvangen de leden voor hunne contributie van f 15.— per jaar het Chemisch Weekblad met het bijblad Chemie en Industrie en het Chemisch Jaarboekje, welke in de Hollandsche taal verschijnen. Hun, die het Recueil wenschen te ontvangen, wordt verzocht dit op te geven aan den Secretaris-Penningmeester van het Algem. Bestuur der Nederlandsche Chemische Vereen., Dr. A. D. DONK, HAARLEM (Holland), Verspronckweg 100.

Digitized by Google

Digitized by Google

FEB 23 1928 Univ of California

7e JAARGANG 1927 NUMMER 10

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE: DR. A. D. FOKKER - DR. E. OOSTERHUIS - DR. B. VAN DER POL

MEDEWERKERS: DR. H. C. BURGER - PROF. DR. J. CLAY - DR. C. A. CROMMELIN PROF. DR. P. EHRENFEST - PROF. DR. JHR. G. J. ELIAS - PROF. DR. E. VAN EVERDINGEN PROF. DR. M. DE HAAS - PROF. DR. W. J. DE HAAS - DR. J. J. HALLO - DR. G. HOLST PROF. DR. W. H. KEESOM - PROF. DR. H. A. KRAMERS - DR. T. VAN LOHUIZEN - PROF. DR. H. A. LORENTZ - DR. A. VAN MAANEN - DR. E. E. MOGENDORFF - PROF. DR. W. J. H. MOLL PROF. DR. L. S. ORNSTEIN - PROF. DR. J. D. VAN DER WAALS - PROF. DR. P. ZEEMAN

LIBRARY OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA

PHILIPS

PLAATSPANNINGAPPARAAT

VERVANGT DE ANODEBATTERIJ

CONSTANTE WERKING — BROMVRIJ — STROOMVERBRUIK ONBETEEKENEND

(5—10 WATT.)

PRIJS GEHEEL COMPLEET f 55.—

PHILIPS — EINDHOVEN

Digitized by Google

INHOUD.

Blz

W. Tuyn, W. van Gulik †. 329

A. D. Fokker, De dynamische variabelen en het zwaartepunt voor een stelsel van twee vrije deeltjes. 330

J. H. Abbink en H. B. Dorgelo, Het spectrum van krypton en xenon in het uiterste ultraviolet. 343

A. E. van Arkel en J. H. de Boer, Molekuulmodellen voor verbindingen van het type XY_4. 354

Verslag over de werkzaamheden van het van der Waals fonds in den cursus 1926—1927. 368

Boekbespreking 370

Mededeelingen. 376

PHYSICA verschijnt 10 à 12 maal per jaar; omvang circa 400 pag.

Jaarabonnement Nederland en Koloniën f 7.50; Buitenland f 8.50.

Alles wat de administratie van het tijdschrift betreft, gelieve men te adresseeren: Aan de administratie van Physica, Postbus 18, Eindhoven.

Postrekening van Physica Nr. 42049, Kantoor Eindhoven.

Adres der redactie: Prof. Dr. A. D. Fokker, Conollyweg 1, Santpoort (station).

Toevoeging van zeer korte samenvatting (in het Fransch, Duitsch, Engelsch of Esperanto) aan oorspronkelijke mededeelingen wordt op prijs gesteld.

BIJ DE ADMINISTRATIE ZIJN VERKRIJGBAAR:

STEMPELBANDEN

VOOR ALLE REEDS VERSCHENEN JAARGANGEN

à f 1.10

COMPLETE OUDE JAARGANGEN

à f 5.—

LOSSE NUMMERS VAN OUDE JAARGANGEN

à f 0.75

Digitized by Google

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

7e JAARGANG 1927 NUMMER 10

W. VAN GULIK †.

Den 20sten December 1927 overleed te Leiden op 26-jarigen leeftijd onze collega Willem van Gulik, assistent aan het Natuurkundig Laboratorium aldaar. Opgegroeid in zijne geboorteplaats Hoorn, werd hij in 1918 student aan de Technische Hoogeschool, doch zag reeds na enkele maanden in, dat de ingenieursloopbaan hem niet zou kunnen bevredigen; hij ging over naar Leiden, waar hij in 1924 het doctoraal examen Wis- en Natuurkunde aflegde en sindsdien bij professor Keesom werkte.

In Januari 1921 was de jonge candidaat assistent bij Kamerlingh Onnes geworden. Zijn eerste werk bestond in het voortzetten van de in 1915 gestaakte onderzoekingen met den stookdraadmanometer; beter ware het, te spreken van een opnieuw beginnen, want de oude opstelling was geheel afgebroken. Reeds na eenige maanden echter kon hij met een zijner manometers de heliumdampdrukken van gemiddeld 0.013 mm bepalen voor Kamerlingh Onnes bij diens proeven, medegedeeld in Comm. Leiden No. 159, over de laagste temperatuur, tot op heden bereikt en op — 272° . 2 C. geschat. Voor de eerste maal werd toen gewerkt met een stookdraadmanometer, die in het vloeibare helium gedompeld was; langdurig moest daarom de voorbereiding en talrijk, voor en na, het aantal ijkingen bij hooge en lage temperatuur zijn, mede omdat van Gulik er een onderzoek naar de verandering der aanwijzingen zijner manometers met den tijd aan vastknoopte.

Zijne voorliefde had later het onderwerp der verandering van het smeltpunt en van de inwendige wrijving eener vloeistof door druk, in het bijzonder van waterstof. Hij heeft nog gereed en gedeeltelijk in druk mogen zien de metingen over de smeltkromme dier stof tusschen smelt- en kookpunt, dus tusschen — 259° . 1 en — 252° . 8 C., bij welke laatste temperatuur de smeltdruk ongeveer 250 kg per cm^2 bedraagt; nog niet opgehelderde

Digitized by Google

moeilijkheden deden zich voor bij hoogere temperaturen, te verwezenlijken met den waterstofdampcryostaat.

Zijn werk, waarin hij groote voldoening vond, was voor de wetenschap niet vergeefsch. Naast dezen troost blijft zijnen verwanten en vrienden die, dat hij in hunne herinnering kan blijven voortleven als een door en door gave en eenvoudige persoonlijkheid. W. TUYN.

DE DYNAMISCHE VARIABELEN EN HET ZWAARTEPUNT VOOR EEN STELSEL VAN TWEE VRIJE DEELTJES *)

door A. D. FOKKER.

Summary.

The dynamical variables of a system of two free particles are indicated. The particles have vectors of energy and momentum i^a and j^a respectively ($a = 0, 1, 2, 3$), determining the scalar masses m_1 and m_2.

1. *Energy and momentum* of the system are given by $I^a = i^a + j^a$.

2. *The internal angular momentum* (§ 3) is given by the trivector consisting of the four determinants from the matrix

$$\begin{vmatrix} R^{(0)} & R^{(1)} & R^{(2)} & R^{(3)} \\ i^{(0)} & i^{(1)} & i^{(2)} & i^{(3)} \\ j^{(0)} & j^{(1)} & j^{(2)} & j^{(3)} \end{vmatrix},$$

where R^m is the radiusvector from any pointinstant of the second particle's track to any pointinstant of the first particle's track. The square of this trivector equals $I^2 \times$ square of angular momentum as ordinarily understood (§ 4).

3. The bivector $B^{m\,n}$, consisting of the sum of determinants from the matrices

$$\begin{vmatrix} i^0 & i^{(1)} & i^{(2)} & i^{(3)} \\ p^0 & p^{(1)} & p^{(2)} & p^{(3)} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} j^{(0)} & j^{(1)} & j^{(2)} & j^{(3)} \\ q^{(0)} & q^{(1)} & q^{(2)} & q^{(3)} \end{vmatrix},$$

where p^m and q^m are the radii from the origin to any pointinstant of the particles, can be used to find the locus of origines which make the components $B^{o\,n}$ vanish (§ 8). Such a locus is a point track, and if the $B^{o\,n}$ vanish in a system of reference where the resultant momentum vanishes, the locus is defined as the *invariant centre of gravity* (§ 9). In other systems of reference, there will be a *polarisation of inertia* relative to the moving invariant centre of gravity (§ 10). When taken relative to the invariant centre of gravity the square of the inertia bivector equals the square of the internal angular momentum (§ 11).

4. An *identical relation* is given between the scalar masses, the resultant energy-momentum vector I^a, the internal angular momentum and the internal radial momentum (§ 7).

*) Omwerking eener voordracht voor de Ned. Natuurkundige Vereeniging, 26 Nov. 1927.

Digitized by Google

De relativiteitstheorie heeft aanleiding gegeven tot pogingen om de klassieke mechanica aan te passen aan het nieuwe inzicht. In twee richtingen voornamelijk is die hervorming uitgewerkt: men kent de relativiteitsdynamica van een enkel deeltje, en men bezit de grondvergelijkingen voor continu verdeelde materie waarin spanningen werkzaam zijn. De begrippen echter die men ontmoet in de mechanica van meer dan één discreet deeltje, en in de mechanica van een vast lichaam, zijn voor zoover ik weet nog niet relativistisch gevormd. Een poging om in het allereenvoudigste geval van twee deeltjes, en die nog zonder wisselwerking, aan te wijzen wat men te denken heeft bij de inwendige hoeveelheid van draaiïng en bij het zwaartepunt van het stelsel, dat de deeltjes te samen vormen, is misschien niet overbodig.

1. Laten wij ons herinneren wat de dynamische grootheden bij een enkel deeltje zijn. In de (1 + 3)-dimensionale wereld der voorvallen heeft het interval, bepaald door de verschillen

$$dt,\ dx,\ dy,\ dz,$$

de invariante grootte ds, resp. $cd\tau$, bepaald door

$$ds^2 = c^2\,d\tau^2 = c^2\,dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz = c^2\,dt^2\,(1 - v^2/c^2).$$

De vier differentialen vormen met elkander bij de bewegingstransformaties der theorie een (1 + 3)-talligen vector, en indien men ze door een invariant deelt, zijn ze wederom de kentallen van zoo'n vector. Deelt men door $d\tau = dt\sqrt{1 - v^2/c^2}$, dan krijgt men den (1 + 3)-talligen Minkowskiaanschen snelheidsvector V^a:

$$V^0 = \frac{dt}{dt\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},\quad V^{(1)} = \frac{v_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

$$V^{(2)} = \frac{v_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},\quad V^{(3)} = \frac{v_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

waarin v_x, v_y, v_z voorstellen de gewone snelheden dx/dt, enz. Vermenigvuldigt men dezen vector weer met een invariant, m, dan blijft hij een vector, dien wij noemen:

$$i^a = m\,V^a,$$

$$i^0 = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2c/^2}},\quad i^{(1)} = \frac{m\,v_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},\ \text{enz.}$$

Digitized by Google

Het kwadraat van dezen vector wordt hieruit gevonden op de wijze als ds^2 gevormd werd uit dt, dx, dy, dz, dus

$$i^2 = c^2 \frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \cdot \frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}} -$$

$$- \frac{m v_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \frac{m v_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - . - . = m^2 c^2,$$

of wel: $$= i_0 i^0 - i_2 i^{(1)} - i_2 i^{(2)} - i_3 i^{(3)} = m^2 c^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wanneer men zet

$$i_0 = \frac{m c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad i_1 = - \frac{m v_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad i_x = - \frac{m v_y}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

$$i_3 = - \frac{m v_z}{\sqrt{1-v^2/c^2}}.$$

of $$i_a = m V_a.$$

De factor m kan de scalaire massa zijn van het deeltje. Dan hebben wij in de kentallen i^a, of, zooals men zegt, in de *contravariante* kentallen van den vector i, den traagheidscoëfficiënt en de drie componenten der hoeveelheid van beweging; in de kentallen i_a, dat zijn de covariante kentallen van den vector i heeft men de energie, en de tegengestelde componenten der hoeveelheid van beweging.

2. De beweging van een deeltje kunnen wij afbeelden door een rechte lijn in een figuur die op de ruimte-assen en op een tijd-as is geteekend. Laat ons teekenen de X-as en de Y-as en daarbij een tijdas, waarop de waarden van ct worden uitgezet (p. 340).

Een deeltje, kan men zeggen, is in zoo'n figuur een lijn, die niet valt binnen den kegel welke de lichtvoortplanting voorstelt. Het is een lijn met tijdskarakter, een „tijdspoor", voorzien van een dynamischen vector, den impulsvector, i^a.

Een tweede deeltje is een tweede tijdspoor, voorzien van een tweeden dynamischen vector, j^a.

Deze dynamische vectoren zijn samen gegeven door 8 kentallen, er zijn dus 8 dynamische grootheden in ons probleem betrokken, vier voor elk deeltje.

De grootte van de dynamische vectoren bepaalt de scalaire massa der deeltjes. Men kan ook zeggen, de massaas a priori gegeven stellende, dat er voor elk deeltje een betrekking (1) bestaat tusschen de kentallen van zijn impulsvector.

Digitized by Google

3. Het is duidelijk dat de resulteerende hoeveelheid van beweging en de totale energie van het systeem der twee deeltjes gegeven zal worden door een vector die de som is van de impulsvectoren der deeltjes:

$$I^a = i^a + j^a, \qquad a = 0, 1, 2, 3.$$
$$= m_1 V^a + m_2 W^a. \tag{3,1}$$

De inwendige hoeveelheid van draaiïng zal iets te maken moeten hebben met de verbindingslijn van de twee deeltjes, met den impulsvector i^a van het eene en met dien vector j^a van het andere deeltje. Laat ons een voerstraal denken naar een punttijdstip a^m van het tijdspoor $A_1\ A_2$, uit een punttijdstip b^m van het tijdspoor $B_1\ B_2$ (fig. 1 p. 340).

$$a^m - b^m = R^m.$$

Uit de drie vectoren R^m, i^m en j^m kan men een trivector maken, dat is een driedimensionaal blok welks kentallen zijn de drie-rijige determinanten die men vormen kan uit de matrix

$$P^{abc}: \begin{vmatrix} R^0 & R^{(1)} & R^{(2)} & R^{(3)} \\ i^0 & i^{(1)} & i^{(2)} & i^{(3)} \\ j^0 & j^{(1)} & j^{(2)} & j^{(3)} \end{vmatrix}.$$

De determinanten uit de matrix zijn geheel onafhankelijk van de keuze van den verbindingsstraal R^m, daar de verplaatsing van een zijner uiteinden veranderingen in de termen der eerste rij geeft die evenredig zijn, hetzij met i^m, hetzij met j^m. Wij kunnen dus, in een bepaald beschrijvingsraam, $R^0 = 0$, d.w.z. de verbindingslijn tusschen gelijktijdige standen kiezen.

De eerste determinant, $P^{(123)}$ verkregen door weglating van de kolom der tijdscomponenten, geeft een volumen van een blok, gevormd door den verbindingsstraal en de twee hoeveelheden van beweging. Dit valt weg wanneer deze gelijke of tegengestelde richting hebben.

De tweede determinant, $P^{(032)}$, verkregen door weglating van de kolom met de X-componenten en teekenwisseling, levert ons

$$P^{(032)} = -i^0 [j^{(2)} R^{(3)} - j^{(3)} R^{(2)}] - j^{(0)} [i^{(3)} R^{(2)} - i^{(2)} R^{(3)}] =$$
$$= I^0 \left\{ \left[j \cdot \frac{-i^0}{I^0} R \right]_x + \left[i \cdot \frac{j^0}{I^0} R \right]_x \right\}. \tag{3,3}$$

In den laatsten regel is tot de gewone drie-dimensionale vectornotatie overgegaan, en wij zien dat deze determinant, i^0 en j^0 de traagheidsfactoren zijnde, en I^0 hun som, weergeeft I^0 maal wat

Digitized by Google

de x-component van den inwendigen draaiïmpuls volgens de gewone opvatting is, indien men het moment der hoeveelheden van beweging neemt t.o.v. een punt, *op de verbindingslijn der deeltjes gelegen,* dat deze in de omgekeerde verhouding der traagheidsfactoren verdeelt. Voor de andere determinanten behoeven wij dit niet te herhalen.

4. Het kwadraat van den trivector kunnen wij ook uitrekenen in de maat, die zich aansluit bij de maatformule voor het interval. Wij kunnen het zetten in den vorm van wederom een determinant, gevormd uit de kwadraten en de onderlinge scalaire produkten van de vectoren die in dematrix staan.

Wij willen echter eerst den matrix tot een andere gedaante herleiden. Wij maken gebruik van

$$i^m = m_1 V^m, \quad j^m = m_2 W^m, \quad I^m = m_1 V^m + m_2 W^m,$$

en dit maakt

$$\begin{vmatrix} i^m\, i^n \\ j^m\, j^n \end{vmatrix} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \begin{vmatrix} V^m - W^m & V_n - W_n \\ I^m & I_n \end{vmatrix}.$$

De matrix wordt dus

$$\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \begin{vmatrix} R^0 & R^{(1)} & R^{(2)} & R^{(3)} \\ (V-W)^{(0)} & (V-W)^{(1)} & (V-W)^{(2)} & (V-W)^{(3)} \\ I^{(0)} & I^{(1)} & I^{(2)} & I^{(3)} \end{vmatrix},$$

en haar kwadraat wordt

$$P^2 = \frac{m_1^2\, m_2^2}{(m_1 + m_2)^2} \begin{vmatrix} R^2 & (R\,.\,V-W) & (R\,.\,I) \\ (R\,.\,V-W) & (V-W)^2 & (V-W\,.\,I) \\ (I\,.\,R) & (I\,.\,V-W) & I^2 \end{vmatrix}.$$

Zonder iets te verliezen mogen wij R^m zoo kiezen dat $(R\,.\,I)=0$ is, en de uitwerking geeft

$$P^2 = I^2 \cdot \frac{m_1^2\, m_2^2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot R^2 \left[(V-W)^2 - \frac{(V-W\,.\,R)^2}{R^2} - \frac{(V-W\,.\,I)^2}{I^2} \right].$$

Nu is $(V-W)^2$ het kwadraat der (1 + 3)-dimensionale relatieve snelheid; $(V-W\,.\,R)^2/R^2$ is het kwadraat van haar component langs R^m, en de laatste term is het kwadraat van haar component langs I^n. R^m en I^n zijn onderling loodrecht, en dus bevat de vorm langs tusschen haken precies het kwadraat der *transversale component der relatieve snelheid,* dwars op den verbindingsstraal bij stilstaand

Digitized by Google

zwaartepunt, zoodat wij hier bevestigd zien dat P is I maal de inwendige hoeveelheid van draaiïng, die wij p_φ willen noemen:

$$P^2 = I^2 p_\varphi^2. \tag{4}$$

5. Wij hebben nu in de vier determinanten van onzen trivector vier nieuwe dynamische variabelen gevonden. Deze zijn echter niet geheel onafhankelijk van elkander. Tengevolge van hun vormingswijze als determinanten uit een drierijige matrix bestaan er twee betrekkingen tusschen hen onderling en tusschen hen en de kentallen van den totalen impuls I^a.

Deze zijn gemakkelijk aan te geven. Vermenigvuldigt men nl. de determinanten van den trivector achtereenvolgens met I^0, $I^{(1)}$ $I^{(2)}$, $I^{(3)}$, en telt men ze op, dan krijgt men een determinant, waarvan twee rijen gelijk zijn, of gelijk gemaakt kunnen worden, en die dus nul is. Dit geeft eene betrekking. Evenzoo kan men de determinanten resp. met R^0, $R^{(1)}$, $R^{(2)}$, $R^{(3)}$ vermenigvuldigen en optellen, dat geeft ook een determinant die nul is, en dus een tweede betrekking.

6. In de klassieke mechanica is er eene stelling, die de kinetische energie van twee deeltjes splitst in hetgeen men noemen kan de energie van de voortgaande beweging van het zwaartepunt, en die van de relatieve beweging. Indien m_1 en m_2 de massaas, en v_1 en v_2 de snelheden der deeltjes zijn, heeft men de identiteit:

$$\tfrac{1}{2} m_1 v_1^2 + \tfrac{1}{2} m_2 v_2^2 = \tfrac{1}{2}(m_1 + m_2)\left\{\frac{m_1 \bar{v}_1 + m_2 \bar{v}_2}{m_1 + m_2}\right\}^2 + \\ + \tfrac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}\left\{\bar{v}_1 - \bar{v}_2\right\}^2.$$

De vormen binnen de accoladen zijn als vectorsom en vectorverschil bedoeld.

Een dergelijke identiteit kan men opschrijven in de relativiteitstheorie, wanneer men de scalaire massaas weder m_1 en m_2 noemt, en de Minkowskiaansche snelheidsvectoren V^a en W^a. Immers, men heeft

$$\tfrac{1}{2} m_1 V^2 + \tfrac{1}{2} m_2 W^2 = \tfrac{1}{2}(m_1 + m_2)\left\{\frac{m_1 \overline{V} + m_2 \overline{W}}{m_1 + m_2}\right\}^2 + \\ + \tfrac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}\left\{\overline{V} - \overline{W}\right\}^2.$$

Digitized by Google

Het ligt voor de hand om hier in te voeren den vector van de *totale energie en impuls*

$$I^a = i^a + j^a = m_1 V^a + m_2 W^a,$$

en men krijgt dan, aangezien $V^2 = W^2 = c^2$,

$$\tfrac{1}{2}(m_1 + m_2) c^2 = \tfrac{1}{2} \frac{I^2}{m_1 + m_2} + \tfrac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \left\{ \overline{V} - \overline{W} \right\}^2. \quad (6,1)$$

Men zou hier als dynamische *impuls van de relatieve beweging* kunnen invoeren

$$s^a = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (V^a - W^a).$$

Behalve de betrekking

$$(m_1 + m_2) c^2 = \frac{I^2}{m_1 + m_2} + \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} s^2$$

zou men nog de tweede betrekking hebben:

$$0 = \frac{2 m_1 m_2}{m_1 + m_2} (I \,.\, s) - (m_1 - m_2) s^2. \quad (6.2)$$

maar in deze richting willen wij ons niet verder bewegen.

7. Wij willen namelijk liever van hieruit den weg naar den inwendigen draaiïmpuls inslaan, door op te merken, dat $\{ V - W \}^2$ de som is van vier componentkwadraten. Indien wij den verkindingsvector R^a tusschen twee punttijdstippen der deeltjes in een ruimte loodrecht op den totalen impuls I^a kiezen, hebben wij allereerst het kwadraat van den radialen component

$$(V - W)_R^2 = \frac{(V - W \,.\, R)^2}{R^2}.$$

Vermenigvuldigen wij dit met den hieronder aangegeven massacoëfficiënt, dan krijgen wij wat men het kwadraat van den radialen impuls moet noemen, en wij schrijven

$$\frac{m_1^2 m_2^2}{(m_1 + m_2)^2} \frac{(V - W \,.\, R)^2}{R^2} = - p_r^2, \quad (7,1)$$

met een minteeken in het rechter lid, aangezien

$$R^2 = - r^2$$

het negatieve kwadraat is van een ruimtelijken afstand.

Digitized by Google

In de tweede en derde plaats denken wij aan de twee componenten van $(V - W)^a$ die zoowel loodrecht op R^a als op I^a staan, de echte transversale componenten. Deze twee componenten worden samengevat in het kwadraat $(V - W)_T^2$, dat wij bij den draaiimpuls zijn tegengekomen, en wij vinden hier hoe deze draaiïmpuls op twee variabelen neerkomt. Dit kwadraat is negatief en wij ontleenen aan de vroegere uitkomst, wat wij ook formeel zouden kunnen definieeren:

$$\frac{m_1^2\, m_2^2}{(m_1 + m_2)^2}\, r^2\, (V - W)_T^2 = - p_\varphi^2. \qquad (7{,}2)$$

Ten slotte is er de vierde component, in de „richting" van I^a, die een positief kwadraat heeft, daar I^a een tijdsrichting heeft. Dit kwadraat

$$\frac{(V - W\,.\,I)^2}{I^2}$$

berekenen wij door uit te gaan van de identiteit

$$I^a = \tfrac{1}{2}(m_1 + m_2)(V^a + W^a) + \tfrac{1}{2}(m_1 - m_2)(V^a - W^a)$$

en die aan beiden zijden scalair met $(V - W)^a$ te vermenigvuldigen. Daar $V^2 - W^2 = c^2 - c^2 = 0$ wordt, krijgen wij

$$(V - W\,.\,I) = \tfrac{1}{2}(m_1 - m_2)(V - W)^2,$$

of, de vergelijking (6,1) der vorige paragraaf in aanmerking nemende:

$$\frac{(V - W\,.\,I)^2}{I^2} = \frac{1}{4\,I^2}\,\frac{(m_1 - m_2)^2}{m_1^2\, m_2^2}\left\{(m_1 + m_2)^2\, c^2 - I^2\right\}^2.$$

In diezelfde vergelijking kunnen wij nu de verschillende componentkwadraten inzetten, waardoor wij krijgen:

$$(m_1 + m_2)\, c^2 = \frac{I^2}{m_1 + m_2} - \frac{m_1 + m_2}{m_1\, m_2}\left(p_r^2 + \frac{p_\varphi^2}{r^2}\right) +$$
$$+ (m_1 + m_2)\,\frac{(m_1 - m_2)^2}{4\, m_1\, m_2\, I^2}\left\{(m_1 + m_2)\, c^2 - \frac{I^2}{m_1 + m_2}\right\}^2. \qquad (7{,}3)$$

Dit is een belangrijke identieke betrekking tusschende dynamische variabelen van ons systeem van twee vrije deeltjes.

De nieuwe variabelen, voor het systeem als geheel ingevoerd, zijn nu: de vier kentallen van I^a, de radiale impuls p_r, de vier kentallen van den draaiïmpuls p_φ, waarvan er slechts 2 als onafhankelijk gelden mogen. Te samen zeven variabelen. Men zou er acht hebben mogen verwachten in de plaats van de acht

Digitized by Google

variabelen der twee deeltjes afzonderlijk. Wij hebben echter de variabele die samenhangt met de component der relatieve snelheid in de richting van den totalen impuls I^a reeds geëlimineerd. Tusschen de overgeblevenen bestaat nu nog ééne betrekking. Dit is in overeenstemming met de twee betrekkingen die er tusschen de variabelen der afzonderlijke deeltjes bestonden en die hun scalaire massaas bepaalden. Het equivalent van één dier betrekkingen is gebruikt om $(V - W.I)$ te elimineeren, het equivalent van de andere hebben wij in de overgebleven *identieke scalaire massa-relatie*, die ook als volgt kan geschreven worden:

$$(m_1 + m_2)\, c^2 = \frac{I^2}{m_1 + m_2} + \\ + \frac{2\, m_1\, m_2}{(m_1 - m_2)^2\,(m_1 + m_1)} \frac{I^2}{} \left\{ 1 - \sqrt{1 + \frac{(m_1 + m_2)^2\,(m_1 - m_2)^2\,(p_r^2 + p_\varphi^2/r^2)}{m_1^2\, m_2^2\, I^2}} \right\}.$$

8. Nadat wij aldus den trivector der inwendige draaiïng hebben bestudeerd, willen wij nagaan wat de bivector inhoudt, dien men vormen kan naar het voorbeeld van het moment der hoeveelheid van beweging ten opzichte van een punt.

Wij kunnen namelijk voor elk van de deeltjes een bivector opschrijven, met zes kentallen, zijnde de determinanten die men uit een matrix van twee rijen kan vormen, welke bivector het moment van den impulsvector van het deeltje aangeeft ten opzichte van een willekeurig punttijdstip. Zij p^a de radius vector van een punttijdstip van het eerste deeltje van uit een willekeurigen oorsprong, en q^a de radius vector van een punttijdstip van het tweede deeltje, dan kunnen wij de som nemen van de matrices

$$\begin{vmatrix} i^{(0)} & i^{(1)} & i^{(2)} & i^{(3)} \\ p^{(0)} & p^{(1)} & p^{(2)} & p^{(3)} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} j^{(0)} & j^{(1)} & j^{(2)} & j^{(3)} \\ q^{(0)} & q^{(1)} & q^{(2)} & q^{(3)} \end{vmatrix}.$$

Bij eenmaal gekozen oorsprong zijn deze matrices onafhankelijk van de punttijdstippen der deeltjes, die de voerstralen p^a en q^a bepalen, immers een verplaatsing langs het tijdspoor van een deeltje doet de termen der tweede rij veranderen met bedragen die evenredig zijn met de termen der eerste rij. Men kan dus ook zeggen dat de bivector in verloop van tijd constant blijft.

Het is echter voor de waarde van den bivector *niet* onverschillig waar wij den oorsprong kiezen. Verplaatsen wij dien over een interval $-x^a$, dan verandert de bivector met

Digitized by Google

$$\begin{vmatrix} I^{(0)} & I^{(1)} & I^{(2)} & I^{(3)} \\ x^{(0)} & x^{(1)} & x^{(2)} & x^{(3)} \end{vmatrix}.$$

Zooals hij thans geschreven staat heeft de bivector dus niet uitsluitend betrekking op *inwendige* dynamische kwaliteiten van het systeem.

Men kan trachten door een goede keuze van den oorsprong den bivector te laten beantwoorden aan inwendige dynamische variabelen alleen. Men kan denken aan zoo iets als een zwaartepunt, ten opzichte waarvan de momenten genomen dienen te worden.

Inderdaad kan men de oorsprongverschuiving x^a zoeken, welke nul maakt de componenten van den bivector, welke de traagheidsfactoren $i^{(0)}$ en $j^{(0)}$ bevatten, en dus stellen:

$$B^{o\,m} = 0 = \begin{vmatrix} i^{(0)} & i^{(m)} \\ p^0 + x^0 & p^m + x^m \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} j^0 & j^m \\ q^0 + x^0 & q^m + q^m \end{vmatrix}, \quad m = 1, 2, 3.$$

Dit geeft ons drie lineaire vergelijkingen, die tezamen een lijn bepalen, en wel een lijn evenwijdig aan den resulteerenden impulsvector $I^a = i^a + j^a$. Let men op een punttijdstip van deze lijn en op de relatieve coördinaten ξ^a, resp. η^a, van de gelijktijdige punttijdstippen der beide deeltjes, dan volgt uit $B^{o\,m} = 0$:

$$\xi^0 = \eta^0 = 0, \text{ en } i^{(0)}\,\xi^m + j^{(0)}\,\eta^m = 0, \qquad m = 1, 2, 3.$$

zoodat

$$\xi^m = \frac{j^0}{i^0 + j^0}\left\{\xi^m - \eta^m\right\} \text{ en } \eta^m = \frac{i^0}{i^0 + j^0}\left\{\eta^m - \xi^m\right\},$$

In aansluiting aan een vroegere notatie kunnen wij $\xi^m - \eta^m = R^m$ noemen. Drukken wij daarmede de andere kentallen van den bivector uit

$$B^{m\,n} = \begin{vmatrix} i^m & i^n \\ \xi^m & \xi^n \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} j^m & j^n \\ \eta^m & \eta^n \end{vmatrix}$$

dan krijgen wij

$$B^{23} = i^{(2)}\frac{j^0}{I^0}R^{(3)} - i^{(3)}\frac{j^0}{I^0}R^2 + j^2\frac{-i^0}{I^0}R^{(3)}\,\Psi\,j^{(3)}\,\mathrm{R}^{(2)},$$

en dit komt, op een factor I^0, overeen met hetgeen wij voor het overeenkomstige kental van den trivector vonden (form. 3,3).

9. Men zou misschien het door $B^{o\,m} = 0$ bepaalde tijdspoor wenschen te definieeren als het tijdspoor van het zwaartepunt van systeem der beide deeltjes. Daartegen is op te merken, dat indien men de deeltjes in een ander beschrijvingsraam beschouwen wil,

Digitized by Google

na de bewegingstransformatie van Lorentz de nieuwe kentallen B^{om} *niet* meer nul zullen zijn. Al naarmate men dus met andere coördinaten en tijd werkt, zal men een ander tijdspoor vinden, dat de B^{om} nul maakt en dat dan in die beschrijving de beweging van het zwaartepunt zou moeten representeeren.

Wil men in de veelheid van mogelijke tijdsporen er één onderscheiden, dan ligt het voor de hand om datgene te nemen, dat men vindt in het beschrijvingsraam, waarin het zwaartepunt stilstaat, waarin er geen resulteerende hoeveelheid van beweging is. Dit zullen wij het *invariante zwaartepuntspoor* noemen.

In de figuur, waarin de X- en Y-assen geteekend zijn en een derde as, waarop de waarden van ct uitgezet worden, is $A_1\ A_2$ het tijdspoor van het eerste deeltje, $B_1\ B_2$ dat van het tweede. De resulteerende hoeveelheid van beweging is nul, en $Z_1\ Z_2$ evenwijdig aan de cT-as is het tijdspoor van het zwaartepunt.

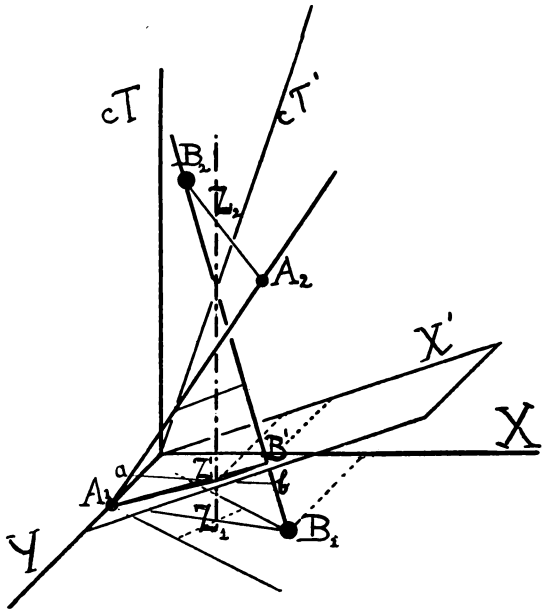


Fig. 1.

De figuur toont ook een nieuwe tijdas cT' en een nieuwe X'-as, zooals de bewegingstransformaties ze geven kunnen. Men ziet dat de doorsnijding Z' van het zwaartepuntsspoor met het nieuwe $X'Y$-vlak *niet* meer kan liggen op de verbindingslijn $A'\ B'$ van de twee (volgens $ct' = 0$) gelijktijdige standen der beide deeltjes. Immers B_1 is het eenige punttijdstip dat het tweede deeltje gemeen heeft met het „vlak" $A_1\ Z_1\ Z_2$, dat de verbindingslijn $A_1\ Z'$ bevat.

10. Heeft men nu eenmaal een bepaalde lijn als het zwaartepuntstijdspoor gedefinieerd, dan kunnen wij den beschouwden

Digitized by Google

bivector, genomen ten opzichte van de punttijdstippen van dat invariante zwaartepuntspoor, den inertiebivector noemen. In een beschrijvingsraam waarin het zwaartepunt zich beweegt, zullen de drie componenten, welke het statisch moment bepalen van de inertiefactoren ten opzichte van het gedefinieerde zwaartepunt, *niet* nul zijn. Men kan dit uitdrukken door te zeggen dat *bij bewegend zwaartepunt de inertie gepolariseerd* is, en dat deze drie componenten de polarisatie der inertie geven [1]).

11. Indien men de beschouwde bivectoren wil nemen als uitdrukking voor den inwendigen draaiïmpuls en men wil aan het kwadraat daarvan een bepaalde waarde toekennen, dan moet men wel een bepaalde keuze treffen voor den oorsprong van de voerstralen in den bivector. Ook dit drijft tot de keuze van een invariant zwaartepunt. Het is doelmatig dit te definieeren als in de vorige paragraaf: het zal, wanneer $I^{(1)} = I^{(2)} = I^{(3)} = 0$ is, de de traagheidspolarisatie nul maken:

$$B^{01} = B^{02} = B^{03} = 0,$$

zoodat het kwadraat van den bivector is

$$B^2 = B^{23\,2} + B^{31\,2} + B^{12\,2}.$$

Wij zagen reeds, dat, als $B^{01} = B^{02} = B^{03} = 0$, de andere componenten $B^{m\,n}$ hetzelfde waren als $1/I^0$ maal die componenten van den trivector. De vierde component van den trivector is echter nul, als $I^{(1)} = I^{(2)} = I^{(3)}_{\iota} = 0$, in welk geval wij hier verkeeren, zoodat wij krijgen

$$\begin{aligned} P^2 &= c^2 (P^{023\,2} + P^{031\,2} + P^{012\,2}), \\ &= c^2 I^{0\,2} B^2, \end{aligned}$$

maar $c\,I^0 = I$, en $P^2 = I^2 p_\varphi^2$, dus wordt ook

$$B^2 = p_\varphi^2.$$

De *inertiebivector, genomen ten opzichte van het invariant gedefinieerde zwaartepunt*, is dus ook op te vatten als de *inwendige*

1) Bij beschouwing van een rollenden hoepel (Physica 1, 34. 1921) is deze traagheidspolarisatie reeds vroeger opgemerkt. De destijds beproefde naam „traagheidsmidden" voor hetgeen wij hier invariant zwaartepunt noemen, schijnt juist wegens de mogelijkheid van traagheidspolarisatie minder gelukkig gekozen.

Digitized by Google

draaiïmpuls. Aan zijn opstelling moet echter de definitie van het invariante zwaartepunt voorafgaan, zoodat de trivector boven den bivector voor heeft de onmiddellijkheid van de definitie.

De inertiebivector heeft, in een willekeurig beschrijvingsraam, zes kentallen, $B^{mn} = -B^{nm}$. Daar de draaiïmpuls voor slechts twee variabelen mag staan, moeten er dus vier betrekkingen daar tusschen bestaan. Drie daarvan drukken uit, dat in een beschrijvingsraam waar het invariante zwaartepunt stilstaat, de traagheidspolarisatie nul is. De vierde drukt uit dat wij, in dat beschrijvingsraam een verbindingslijn R^a nemende (die dan loodrecht op I^a is), krijgen

$$R^l B^{mn} + R^m B^{nl} + R^n B^{lm} = 0.$$

12. De vraag kan rijzen of de gevonden trivector der inwendige draaiïng ook bruikbaar te maken is voor het geval dat wij met meer dan twee deeltjes te doen hebben. Inderdaad is dit zoo. Er is namelijk voor den trivector een identieke gedaanteverwisseling mogelijk. Immers, wij hadden R^m gesteld voor een verbindingsstraal tusschen de punttijdstippen a^m en b^m der twee deeltjes, zoodat onze trivector geschreven kan worden als

$$\begin{vmatrix} a^{(0)} & a^{(1)} & a^{(2)} & a^{(3)} \\ i^{(0)} & i^{(1)} & i^{(2)} & i^{(3)} \\ j^{(0)} & j^{(1)} & j^{(2)} & j^{(3)} \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} b^{(0)} & b^{(1)} & b^{(2)} & b^{(3)} \\ i^{(0)} & i^{(1)} & i^{(2)} & i^{(3)} \\ j^{(0)} & j^{(1)} & j^{(2)} & j^{(3)} \end{vmatrix}$$

en dit is te herleiden tot

$$\begin{vmatrix} a^{(0)} & a^{(1)} & a^{(2)} & a^{(3)} \\ i^{(0)} & i^{(1)} & i^{(2)} & i^{(3)} \\ I^{(0)} & I^{(1)} & I^{(2)} & I^{(3)} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} b^{(0)} & b^{(1)} & b^{(2)} & b^{(3)} \\ j^{(0)} & j^{(1)} & j^{(2)} & j^{(3)} \\ I^{(0)} & I^{(1)} & I^{(2)} & I^{(3)} \end{vmatrix},$$

en men ziet dus, dat indien men meer deeltjes heeft, men den totalen impuls vector $I^a = i^a + j^a + \ldots$. kan vormen, en dan voor elk volgend deeltje een trivectorbijdrage kan voegen bij de reeds geschrevene. De som van al deze bijdragen, waarin de voerstralen uit een willekeurigen oorsprong voorkomen, is niettemin onafhankelijk van dien oorsprong.

Haarlem. TEYLERS STICHTING.

Digitized by Google

HET SPECTRUM VAN KRYPTON EN XENON IN HET UITERSTE ULTRAVIOLET

door J. H. ABBINK en H. B. DORGELO.

§ 1. *Inleiding.*

Eenigen tijd geleden werden door Hertz en Abbink in een voorloopige mededeeling in „Die Naturwissenschaften" [1]) de golflengten van de resonantielijnen der edelgassen medegedeeld.

In aansluiting daaraan werden door ons de spectra dier gassen in het uiterste ultraviolet aan een uitgebreid onderzoek onderworpen. Reeds werden de resultaten aangaande neon en helium [2]) en argon [3]) door ons gepubliceerd. Thans is het mogelijk, die voor krypton en xenon mede te deelen.

Bij het onderzoek dezer gassen hebben we weer gebruik gemaakt van de ook vroeger gebezigde vacuumspectrograaf [4]).

Reeds in onze publicatie over het argonspectrum hebben wij gewezen op de moeilijkheid, de argonlijnen te onderscheiden van lijnen van „verontreinigingen". In nog ergere mate trad dit bezwaar op bij het onderzoek van de spectra van krypton en xenon. Daar bovendien het gebruikte krypton niet geheel xenon-vrij en het xenon niet geheel krypton-vrij was, deed zich tevens de moeilijkheid voor, dat op onze krypton- en xenonopnamen gemeenschappelijke lijnen voorkwamen. De wijze, waarop ons onderzoek echter werd uitgevoerd, maakte het ons mogelijk, de krypton- en xenonlijnen van de „verontreinigingslijnen" te scheiden en uit te maken, welke van de gemeenschappelijk voorkomende lijnen aan krypton, dan wel aan xenon moeten worden toegeschreven.

§ 2. *Experimenteel gedeelte.*

De gassen krypton en xenon zijn bij onze opnamen bijna uitsluitend als bijmengsel van neon gebruikt.

Evenals bij het onderzoek van het argonspectrum, werden ook thans verschillende vergelijkings-spectra opgenomen (b.v. van neon, helium en argon), zoowel ter vergemakkelijking der onderscheiding van de lijnen behoorende tot „verontreinigingen", alsook ter ver-

1) G. Hertz en J. H. Abbink, Die Naturw. 14, 648, 1926.
2) H. B. Dorgelo en J. H. Abbink, Physica 6, 150, 1926; Zts. f. Phys. 37. 667, 1926.
3) H. B. Dorgelo en J. H. Abbink, Physica 7, 1, 1927; Zts. f. Phys. 41, 753, 1927.
4) G. Hertz, Physica 5, 189, 1925; Zts. f. Phys. 32, 933, 1925.

Digitized by Google

krijging van standaardlijnen (zie § 3) voor de golflengtebepaling der krypton- en xenonlijnen.

Verder werd weer gebruik gemaakt van verschillende ontladingsvormen, ten einde het gedrag der spectra bij verschillende opwekcondities te vergelijken. Daarbij hebben wij ons vrijwel uitsluitend beperkt tot het gebruik van glimlicht- en zuilontladingen; enkele opnamen met gecondenseerde ontladingen leverden niet veel nieuws op. Voor de beschrijving der verschillende gebruikte ontladingsvormen verwijzen wij naar onze mededeeling over het „roode" en „blauwe" argonspectrum in het uiterste ultraviolet [1]).

§ 3. Bepaling van de golflengten der spectraallijnen.

Op een comparateur worden de verschillende spectraallijnen uitgemeten, waarna de gevonden afstanden met behulp van een bepaalden factor 17,5 *Å*/mm [2]) tot golflengteverschillen worden omgerekend.

Daar echter de golflengteverschillen niet precies recht evenredig zijn met de afstanden der lijnen op de fotografische plaat, moet voor de gevonden verschillen nog een correctie aangebracht worden, welke behalve van den stand van de spectrograaf (α = hoekverdraaiing van tralie en fotografische plaat: zie fig. 1) ook van de plaats van de spectraallijn op de fotografische plaat (x = afstand van de lijn tot de korte-golflengtezijde der plaat) afhankelijk is: $\lambda_{corr.} = f(\alpha, x)$. Voor elke α, m.a.w. voor elk golflengtegebied kan dus een correctiekromme $\lambda_{corr} = f(x)$ worden geconstrueerd.

Deze betrekking kan uit e en R berekend worden, maar is door ons experimenteel bepaald, door gebruik te maken van verschillende standaardlijnen. Hiervoor zijn gebruikt [3]): enkele waterstoflijnen van de reeks: $\nu = 109678{,}3\ (1/1^2 - 1/m^2)$, d.i. $\lambda = 1215{,}677$ *Å*; 1025,727 *Å*; 972,541 *Å*, enz;

---

1) H. B. Dorgelo en J. H. Abbink, Physica 7, 1, 1927; Zts. f. Phys. 41, 753, 1927.

2) In den nulstand staat de spleet in het kromtemiddelpunt van de tralie. Bij een stand, waarbij de tralie een hoek α uit den nulstand gedraaid is (daarbij moet blijkens fig. 1 ook de fotografische plaat over een hoek α om de spleet gedraaid zijn, terwijl de tralie een stuk $R(1 - \cos\alpha)$ verschoven moet zijn in de richting tralie-spleet), is de golflengte van een spectraallijn op een afstand x van de korte-golflengtezijde van de plaat: $\lambda = e[\sin\alpha + \sin(\alpha + \beta)]$, d.i. bij benadering (daar α en β klein zijn) $= e \sin\alpha + e\beta$, dus $\partial\lambda = e\,\partial\beta$. Tevens is bij benadering: $\partial x = R\,\partial\beta$, zoodat $\partial\lambda/\partial x = e/R = 0.00763$ mm/1007,7 mm = 17,5 *Å*/mm.

3) De golflengten der *He-*, *Ne-* en *A*-standaardlijnen zijn bepaald, door opnamen te maken in het golflengtegebied 5900—1235 *Å*. Behalve de *H*-lijnen (waarvan er op elke opname een of meer, hetzij in eerste of in hoogere orde, voorkomen) komt in dit gebied de *He* lijn zoowel in de eerste als in de tweede orde voor, zoodat de correctiekromme voor dit gebied geconstrueerd en de golflengte der *He* lijn bepaald kan worden. Tevens kunnen dan uit de correctiekromme de golflengten der andere standaardlijnen afgeleid worden. De gevonden waarden zijn bovendien voor andere golflengtegebieden, waarin zij, ook in hoogere orde, voorkomen, gecontroleerd.

Digitized by Google

de heliumlijn 584,32 Å;
de neonlijnen 743,73 Å en 735,93 Å;
de argonlijnen 1066,72 Å; 1048,28 Å; 932,06 Å en 919,79 Å.

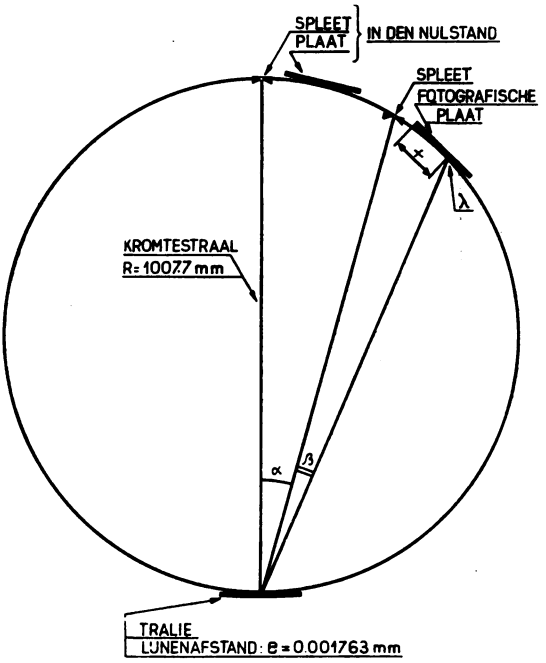


Fig. 1.

In fig. 2 vindt men 3 zulke correctiekrommen en wel voor de golflengtegebieden, waarin onze krypton- en xenonopnamen gemaakt zijn. Het golflengtegebied van elk plaatje is groot circa 17,5 Å/mm × lengte van het plaatje = 735 Å. Bij elke kromme is aangegeven, welke standaardlijnen gebruikt zijn. Het juiste golflengteverschil ($\triangle \lambda$) van twee spectraallijnen vindt men dus, door 17,5 × den afstand ($\triangle x$) te vermeerderen met het verschil ($\triangle \lambda_{corr.}$) van de bij de lijnen behoorende waarden uit de correctiekrommen:

$$\triangle \lambda = \frac{70}{4} . \triangle x + \triangle \lambda_{corr.}$$

§ 4. *Resultaten.*

De resultaten onzer onderzoekingen zijn voor een deel (totaal zijn omstreeks 50 opnamen gemaakt) samengevat in tabel I, waarin de golflengten, zooals deze bepaald zijn volgens § 3, en de visueel geschatte intensiteiten van de in het golflengtegebied 1500 Å tot 500 Å gevonden krypton- en xenonlijnen van een 16-tal plaatjes zijn weergegeven, waarvan 8 *Ne-Kr-* en 8 *Ne-X*-opnamen.

De gebruikte ontladingsvormen zijn in de tabel aangegeven.

Bij de condensatorontlading is het aantal ontladingen opgegeven in plaats van den ontladingsstroom en den belichtingstijd.

Digitized by Google

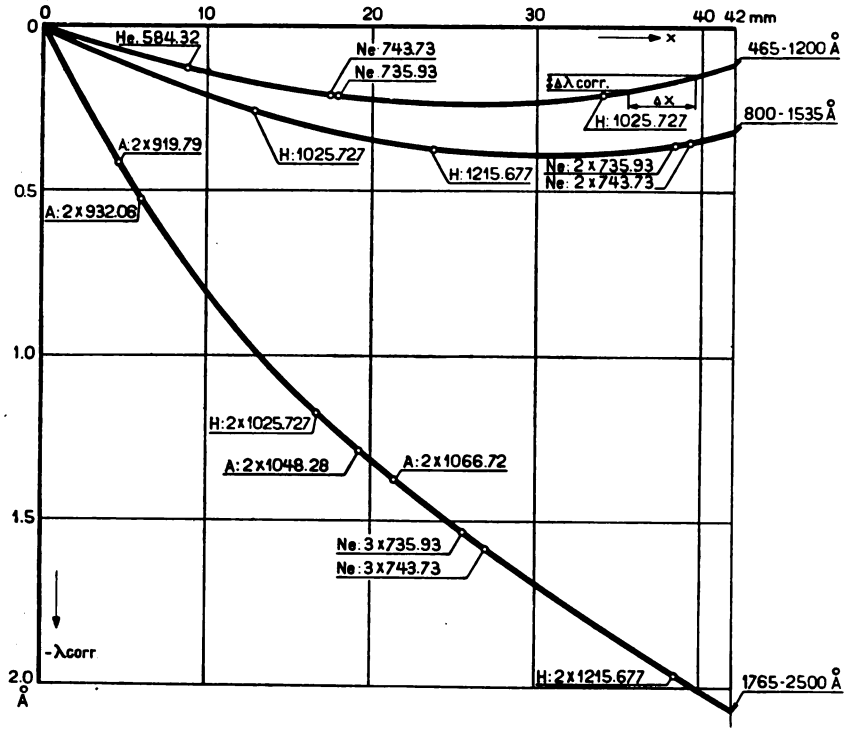


Fig. 2.

Onder totalen druk wordt verstaan de druk van het gasmengsel in de ontladingsruimte, die 35—40 maal zoogroot is als in de spectrograafruimte (zie opmerkingen in het reeds genoemde artikel over argon).

Verder vindt men in de tabel links twee kolommen (resp. met de golflengten der *Kr*- en der *X*-lijnen), waartusschen zich nog een kolom met kruisjes bevindt, behoorende bij de lijnen, welke zoowel op *Kr*- als op *X*-opnamen voorkomen. De tot het „eerste" spectrum van *Kr* of *X* behoorende lijnen zijn vet gedrukt en ten opzichte van de overige lijnen iets naar links verschoven. Voor de beteekenis der teekens ? † * ! zie § 5.

Rechts zijn in de tabel de geschatte intensiteiten aangegeven, terwijl de pijlen het golflengtegebied buiten de grenzen van het plaatje voorstellen. Bij de plaatjes **5** en **13** komen verscheiden *Kr*- en *X*-lijnen in de tweede orde voor, en geven de dubbele pijlen dan ook aan, dat de tweede orde van dit gebied buiten de grenzen van het plaatje valt.

Digitized by Google

Fig. 3 toont een reproductie van een *Kr*- en een *X*-opname (No. 2 resp. 9 uit tabel I).

§ 5. *Discussie.*

a) *Beteekenis der verschillende teekens in tabel I.*

? Met behulp van de vergelijkingsspectra waren wij in staat, de *Kr*- en *X*-lijnen uit de overige te herkennen. Toch zijn er nog sommige lijnen (met ? gemerkt), waarvan we niet met zekerheid durven beweren, dat het *Kr*- resp. *X*-lijnen zijn. [1])

† De in tabel I vetgedrukte lijnen, waartoe ook de resonantielijnen behooren, en die we in tabel II nogmaals laten volgen, behooren tot de „eerste" spectra van *Kr*- en *X* (deze lijnen konden o.a. naar den vorm van de overige lijnen onderscheiden worden). Niet geheel zeker hiertoe behooren de in tabel I en tabel II met † gemerkte lijnen.

! De overige in tabel I voorkomende lijnen behooren tot het tweede (of hoogere) spectrum der beide gassen. (Opmerkelijk is, dat deze spectra zelfs in een zuilontlading met geringe stroomdichtheid verkregen kunnen worden).

Het is echter niet onmogelijk, dat de lijnen, met ! gemerkt, ook tot de „eerste" spectra van *Kr* of *X* behooren.

* De *Kr*- of *X*-lijnen, die zoowel op *Kr*- als op *X*-plaatjes voorkomen en die in tabel I met × gemerkt zijn, konden wij identificeeren, door de bij deze lijnen behoorende intensiteiten te beoordeelen. Bij enkele lijnen (met * gemerkt) was deze onderscheiding eenigszins moeilijk, n.l. bij de volgende:

868,15 *Å*, 685,71 *Å*, 681,16 *Å* en 665,88 *Å*: behooren waarschijnlijk tot *Kr*;

676,56 *Å*: òf *Kr* òf *X*;

639,33 *Å*: òf *Kr* òf *X*; het is niet onmogelijk, dat wij hier te doen hebben met

TABEL II.

„Eerste" spectra van krypton en xenon.

Krypton I λ (in Å)	Xenon I λ (in Å)
1235,85	1469,61
1164,90	1295,56
1134,89 †	1277,50 †
1134,15 †	1250,24
1003,54	1192,02
1001,09	1100,46 †
963,36	1088,94
953,42 †	1083,89
946,57	1074,50
945,43	1067,10
	1048,18
	1041,30
	1037,71
	1032,51
	1027,04

[1]) Ook de lijn 1100,46 Å is van een ? voorzien, ofschoon deze lijn op verschillende *X*-plaatjes met groote intensiteit voorkomt.

Digitized by Google

TABEL I: Krypton- en Xenonlijnen

	Krypton								Xenon							
	Glimlicht					Zuil		Cond	Glimlicht						Zuil	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
mm)	2 0	2.5	2.1	2.5	2.5	2.5	0.9	2.5	2.7	2.6	2.6	2.7	2.4	2.6	1.5	1.6
r of X	12	7	60	10	15	10	100	7	2	2	5	50	18	12	50	18
)	8	12	10	12	9	4	9	6000	10	10	10	10	9	10	7	8
- min)	2	2	1.30	2	1.30	2	2	ontl.	1.30	1.30	1.30	2	2	1.30	2	2
59.61	↑	↑	↑	2	↕	↑	↑	↑	↑	↑	↑	↑	20	↕	↑	40
05.56				—									10			10
77.50†				—									6			—
60.24				—									5			4
1244.78				—	—								7	10		—
				15	30								5	7		10
02.02	1	—	1	—	—	—	3	—	5	6	6	15	5	—	8	5
183.14	—	—	—	—	—	—	—	—	5	5	4	7	5	—	—	—
	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
170.43	—	—	0	—	—	—	—	—	3	5	4	4	3	4	1	2
	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	20	12	20	10	20	15	15	8	5	5	6	8	4	4	2	3
158.48	—	—	0	—	—	—	—	—	6	7	8	8	7	—	—	—
152.19	8	—	4	—	—	—	4	—	6	5	5	4	7	—	—	—
	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
130.36	0	—	0	—	—	—	—	—	6	5	7	10	7	5	—	—
110.62	1	—	0	—	—	—	2	—	4	5	5	3	3	—	—	2
0 46?†	6	—	6	—	7	—	0	—	12	12	12	60	15	15	4	—
8 94	3	—	—	—	—	—	0	—	12	10	12	15	10	15	—	—
085.47	—	—	—	—	—	—	—	—	2	2	—	1	2	—	—	—
3.89	—	—	—	—	—	—	—	—	6	5	5	6	4	—	—	—
4.50	3	—	4	—	4	—	0	—	15	15	15	40	15	10	1	0
7.10	—	—	—	—	—	—	—	—	3	6	7	8	5	6	—	—
	4	—	7	—	4	—	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—
051.93	2	—	2	—	3	—	—	—	8	10	12	10	8	12	—	—
3.18	5	—	6	1	—	6	5	—	8	15	18	50	10	20	—	—
1.30	3	—	3	—	1	—	—	—	12	12	15	20	12	10	0	0
7.71	—	—	—	—	—	—	—	—	5	4	8	10	8	4	0	0
1 51	—	—	—	—	—	—	—	—	2	4	7	10	8	6	—	—
7.04	—	—	—	—	—	—	—	—	4	5	8	10	10	8	—	—
014.80	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	—	—	0	—	—	—
	3	1	3	—	2	5	4	0	—	—	—	—	—	—	—	—
003.36	—	—	—	—	—	—	—	—	3	4	6	2	6	4	—	—
	3	1	3	2	2	7	4	0	—	—	—	—	—	—	—	—
992.13	—	—	—	—	—	—	—	—	4	8	3	—	—	—	—	—
	—	—	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
976.66	—	—	—	—	—	—	—	—	6	8	10	—	10	5	—	—
972.73	—	—	—	—	—	—	—	—	15	15	15	—	12	—	—	—
971.84	—	—	—	—	—	—	—	—	2	2	2	—	3	—	—	—
	20	10	15	8	6	—	—	12	—	2	—	—	—	—	—	—
	0	—	0	—	0	2	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
959.22	—	—	—	—	—	—	—	—	5	8	4	—	2	1	—	—

ion
4)

Geschatte intensiteit (←——→: valt buiten de grenzen van het plaatje: ×: komt op Kr- en X-opnamen voor; ? † ! *: zie § 5).

Digitized by Google

Gas: Neon met			Krypton								Xenon							
Ontladingsvorm			Glimlicht					Zuil		Cond	Glimlicht						Zuil	
Nummer			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Totale druk (in mm)			2.0	2.5	2.1	2.5	2.5	2.5	0.9	2.5	2.7	2.6	2.6	2.7	2.4	2.6	1.5	1.
Percentage Kr of X			12	7	60	10	15	10	100	7	2	2	5	50	18	12	50	1
Stroom (in mA)			8	12	10	12	9	4	9	6000	10	10	10	10	9	10	7	8
Tijd (in uren + min.)			2	2	1.30	2	1.30	2	2	ontl.	1.30	1.30	1.30	2	2	1.30	2	2
953.95			0	—	2	—	—	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
953.42 †			**2**	—	**2**	—	**0**	**3**	**0**	—	—	—	—	—	—	—	—	—
946.57	×		**2**	—	**0**	—	**0**	**4**	**0**	—	**1**	**0**	—	—	—	—	—	—
945.43			**3**	**1**	**3**	—	**0**	**3**	**0**	**1**	—	—	—	—	—	—	—	—
? 944.53			—	—	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	×	939.16	1	—	—	—	0	—	—	—	8	12	12	—	8	5	—	—
	×	935.30	1	—	—	—	—	—	—	—	6	8	4	—	0	—	—	—
932.03			1	—	—	—	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
		931.25	—	—	—	—	—	—	—	—	8	12	10	1	8	—	—	—
		925.85	—	—	—	—	—	—	—	—	10	15	—	—	—	2	—	—
919.75			4	—	4	1	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
917.40	×		6	10	4	5	9	—	—	0	1	6	3	—	—	—	—	—
	×	912.71	—	—	—	—	1	—	—	—	6	12	8	—	1	1	—	—
911.39			4	3	4	1	3	—	—	10	—	—	—	—	—	—	—	—
907.07			4	2	4	0	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
904.17			3	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
		898.12	—	—	—	—	—	—	—	—	2	3	0	—	—	—	—	—
897.78			3	3	4	0	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
		895.92	—	—	—	—	—	—	—	—	3	6	2	—	0	—	—	—
		893.94	—	—	—	—	—	—	—	—	2	5	2	—	—	—	—	—
890.99	×		7	8	6	5	6	—	—	8	—	2	0	—	—	—	—	—
		887.24	—	—	—	—	—	—	—	—	6	10	6	—	1	—	—	—
885.29	×		10	10	8	7	7	—	—	10	—	3	1	—	—	—	—	—
884.13			3	3	1	1	1	—	—	8	—	—	—	—	—	—	—	—
876.63			0	0	0	0		—	—	—	—	—	—	—	—		—	—
		871.42	—	—	—	—		—	—	—	10	12	6	—	1		—	—
870.80			2	2	—	—		—	—	—	—	—	—	—	—		—	—
* 868.85	×		3	5	—	0		—	—	2	4	5	2	—	—		—	—
864.78	×		5	7	1	3		—	—	7	1	2	0	—	—		—	—
859.04			4	5	3	3		—	—	7	—	—	—	—	—		—	—
		858.46	—	—	—	—		—	—	—	0	0	—	—	—		—	—
	×	854.71	1	1	—	—		—	—	—	6	10	6	—	1		0	—
	×	852.91	—	0	—	—		—	—	—	2	4	1	—	0		—	—
850.31	×		2	3	—	—		—	—	0	—	0	—	—	—		—	—
844.06	×		6	7	—	3		—	—	3	2	4	1	—	—		—	—
		842.35	—	—	—	—		—	—	—	6	8	5	—	2		0	—
		840.20	—	—	—	—		—	—	—	1	2	0	—	—		—	—
		839.73	—	—	—	—		—	—	—	4	7	2	—	0		—	—
837.64			0	1	—	—		—	—	—	—	—	—	—	—		—	—
830.36	×		4	5	—	1		—	—	2	0	1	—	—	—		—	—
826.40	×		3	4	—	0		—	—	2	0	0	—	—	—		—	—
		824.83	—	—	—	—		—	—	—	2	3	1	—	—		—	—
		823.20	—	—	—	—		—	—	—	2	3	1	—	—		—	—
821.11			1	2	—	0		—	—	2	—	—	—	—	—		—	—
818.11	×		5	5	—	3		—	—	2	2	3	1	—	—		—	—
		805.95	—	—	—	—		—	—	—	6	10	5	—	—		—	—
		804.45	—	—	—	—		—	—	—	6	10	5	—	—		—	—

Krypton	Xenon
Golflengte (in Å)	

Geschatte intensiteit (⟷: valt buiten de grenzen van het plaatje; ×: komt op Kr- en X-opnamen voor; ? † ! *: zie § 5).

Digitized by Google

	Krypton								Xenon							
	Glimlicht					Zuil		Cond	Glimlicht						Zuil	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
mm)	2.0	2.5	2.1	2.5	2.5	2.5	0.9	2.5	2.7	2.6	2.6	2.7	2.4	2.6	1.5	1.6
of X	12	7	60	10	15	10	100	7	2	2	5	50	18	12	50	18
)	8	12	10	12	9	4	9	6000	10	10	10	10	9	10	7	8
+ min)	2	2	1.30	2	1.30	2	2	ontl.	1.30	1.30	1.30	2	2	1.30	2	2
803.01	—	—	—	—		—	—	—	6	10	5	—	—		0	—
801.93	—	—	—	—		—	—	—	0	0	—	—	—		—	—
	1	2	—			—	—	—	0	0	—	—			—	
796.00	—	—	—			—	—	—	0	0	—	—			—	
793.53	—	—	—			—	—	—	4	5	4	—			0	
792.83	—	—	—			—	—	—	0	1	0	—			—	
787.31	—	—	—			—	—	—	6	10	5	—			0	
	3	3	—			—	—	—	—	—	—	—			—	
784.09	—	—	—			—	—	—	2	4	2	—			—	
	2	3	—			—	—	—	—	—	—	—			—	
	5	6	—			—	—	1	2	4	2	—			—	
779.94	—	—	—			—	—	—	0	0	—	—			—	
779.07	—	—	—			—	—	—	1	2	1	—			—	
774.53	—	—	—			—	—	—	4	6	2	—			—	
	3	3	—			—	—	0	—	—	—	—			—	
	3	3	—			—	—	0	0	0	—	—			—	
	0	1	—			—	—	—	—	—	—	—			—	
	1	2	—			—	—	—	—	—	—	—			—	
763.57	—	—	—			—	—	—	0	0	—	—			—	
	2	3	—			—	—	2	0	0	—	—			—	
758.44	—	—	—			—	—	—	0	1	—	—			—	
	4	4	—			—	—	2	0	1	—	—			—	
750.76	—	—	—			—	—	—	3	6	2	—			—	
	2	—	—			—	—	—	—	—	—	—			—	
742.58	—	—	—			—	—	—	0	2	0	—			—	
740.37	—	—	—			—	—	—	5	8	3	—			—	
733.24	—	—	—			—	—	—	0	2	0	—			—	
732.24	—	—	—			—	—	—	1	3	0	—			—	
	4	4	—			—	—	—	0	1	—	—			—	
726.99	—	—	—			—	—	—	2	5	1	—			—	
724.26	—	—	—			—	—	—	0	2	—	—			—	
722.62	—	—	—			—	—	—	0	0	—	—			—	
	0	—	—			—	—	—	—	—	—	—			—	
720.80	—	—	—			—	—	—	6	8	3	—			—	
719.63	—	—	—			—	—	—	0	0	0	—			—	
718.89	—	—	—			—	—	—	3	6	1	—			—	
718.02	—	—	—			—	—	—	—	0	0	—			—	
716.09	—	—	—			—	—	—	2	3	0	—			—	
	1	2	—			—	—	—	—	—	—	—			—	
705.11	—	—	—			—	—	—	0	0	—	—			—	
698.49	—	—	—			—	—	—	1	1	0	—			—	
694.04	—	—	—			—	—	—	1	1	0	—			—	
690.87	—	—	—			—	—	—	0	0	—	—			—	
	2	3	—			—	—	—	—	—	—	—			—	
690.40	—	—	—			—	—	—	1	1	0	—			—	
688.02	—	—	—			—	—	—	0	0	0	—			—	
686.73	—	—	—			—	—	—	1	2	0	—			—	

ion
Å)

Geschatte intensiteit (←——→: valt buiten de grenzen van het plaatje; ×: komt op Kr- en X-opnamen voor; ? † ! *: zie § 5).

Digitized by Google

TAB vervolg)

Gas: Neon met			Krypton								Xenon				
Ontladingsvorm			Glimlicht					Zuil		Cond	Glimlicht				
Nummer			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Totale druk (in mm)			2.0	2.5	2.1	2.5	2.5	2.5	0.9	2.5	2.7	2.6	2.6	2.7	2.4
Percentage Kr of X			12	7	60	10	15	10	100	7	2	2	5	50	18
Stroom (in mA)			8	12	10	12	9	4	9	6000	10	10	10	10	9
Tijd (in uren + min.)			2	2	1.3	2	1.30	2	2	ontl.	1.30	1.30	1.30	2	2
* 685.71	×		2	2	–	↑	↑	–	–	–	0	1	0	–	↑
	×	682 82	3	4	–			–	–	–	4	7	2	–	
* 681.16	×		2	2	–			–	–	–	0	1	–	–	
		680.58	–	–	–			–	–	–	1	2	–	–	
		677.63	–	–	–			–	–	–	–	0	–	–	
* 676.56	×		0	0	–			–	–	–	–	0	–	–	
		675.02	–	–	–			–	–	–	–	0	–	–	
		673.87	–	–	–			–	–	–	2	3	0	–	
672.31			0	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
* 668.80	×		4	5	–			–	–	–	2	3	0	–	
* 665.88	×		4	4	–			–	–	–	2	3	0	–	
		665.09	–	–	–			–	–	–	3	4	1	–	
663.06			0	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
659.61			0	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
657.11			1	3	–			–	–	–	–	–	–	–	
		651.03	–	–	–			–	–	–	0	0	0	–	
		650 43	–	–	–			–	–	–	0	0	0	–	
		649.10	–	–	–			–	–	–	0	0	–	–	
		647.70	–	–	–			–	–	–	0	0	–	–	
		646.65	–	–	–			–	–	–	0	0	–	–	
643.40			2	3	–			–	–	–	–	–	–	–	
		643 19	–	–	–			–	–	–	1	2	–	–	
		642.07	–	–	–			–	–	–	0	0	–	–	
640.86			0	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
		640.36	–	–	–			–	–	–	1	2	–	–	
		639.99	–	–	–			–	–	–	1	2	–	–	
* 639.33	×		0	1	–			–	–	–	1	2	–	–	
638.94			0	1	–			–	–	–	–	–	–	–	
636.25			–	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
		635.51	–	–	–			–	–	–	0	0	–	–	
634.33			–	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
633.36			1	2	–			–	–	–	–	–	–	–	
		625.26	–	–	–			–	–	–	0	0	–	–	
621.90			3	4	–			–	–	–	–	–	–	–	
621.10			1	2	–			–	–	–	–	–	–	–	
608.14			2	3	–			–	–	–	–	–	–	–	
605.74			2	3	–			–	–	–	–	–	–	–	
605.34			2	3	–			–	–	–	–	–	–	–	
602.56			–	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
599.99			0	1	–			–	–	–	–	–	–	–	
598.91			0	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
595.56			1	3	–			–	–	–	–	–	–	–	
589.25	×		2	3	–			–	–	–	0	0	–	–	
581.51			0	1	–			–	–	–	–	–	–	–	
580.77			0	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
58 .27			0	0	–			–	–	–	–	–	–	–	
575 92			0	0	–	↓	↓	–	–	–	–	–	–	–	↓

Krypton	Xenon
Golflengte (in Å)	

Geschatte intensiteit (←——→: valt buiten de grenzen van
×: komt op Kr- en X-opnamen voor; ? † ! *: zie § 5).

Digitized by Google

twee verschillende lijnen, die echter uiterst dicht bij elkaar liggen, n.l. *Kr* 639,26 *Å* en *X* 639,36 *Å*.

b) *Kryptonlijnen volgens L. B. Taylor.*

In een korte mededeeling over „the spectrum of krypton in the extreme ultraviolet" geeft Taylor[1]) behalve de resonantielijnen van *Kr* nog de volgende lijnen als behoorende tot *Kr*: 1074,52; 1067,11; 1051,97 en 1041,38 *Å* (zie tabel III).

Uit onze tabel I blijkt echter duidelijk, dat deze lijnen niet van *Kr*, doch van *X* afkomstig zijn. Daar de aanslagspanningen der *X*-lijnen kleiner zijn dan die van *Kr*-lijnen, zullen in een *Kr*-*X*-mengsel met slechts een zeer gering percentage *X* zeer gemakkelijk ook *X*-lijnen optreden. Slechts door een vergelijkend onderzoek der *Kr*- en *X*-opnamen was uit te maken, welke lijnen aan *Kr* en welke aan *X* moesten worden toegekend.

TABEL III.

Kryptonlijnen volgens L.B.Taylor.

λ (in Å)
1235,87
1164,90
1074,52
1067,11
1051,97
1041,38
1003,46

De nog door Taylor genoemde lijn 1003,46 Å behoort zeer waarschijnlijk wel tot *Kr*, en wel tot het „eerste" spectrum.

Voor de resonantielijnen vindt Taylor een frequentieverschil 4930 cm^{-1}, hetgeen heel goed overeenstemt met het door ons gevondene:

$\lambda_1 = 1235{,}85$ Å; $\nu_1 = 80916\ cm^{-1}$
$\lambda_2 = 1164{,}88$ Å; $\nu_2 = 85846\ cm^{-1}$
$\Big\}\ \Delta\nu = 4930\ cm^{-1}$

c) *Bepaling van de ionisatiespanning.*

Reeds in onze mededeeling van het onderzoek van het argonspectrum in het uiterste ultraviolet hebben wij er de aandacht op gevestigd, hoe bij hoogere argondrukken verschillende lijnengroepen van het „blauwe" argonspectrum geabsorbeerd werden door het argon zelf, daar deze lijnengroepen aan de korte-golflengtezijde der seriegrens van het atoomspectrum lagen. Zeer duidelijk demonstreerde zich hetzelfde verschijnsel bij het onderzoek van het *Kr*- en *X*-spectrum.

Zooals gezegd, geschiedde het onderzoek dezer spectra n.l. met gasmengsels, waarbij aan neongas enkele procenten *Kr* of *X* werden toegevoegd. Bij toenemenden partiëelen druk van het *Kr* of *X* begon echter absorptie op te treden.

[1]) L. B. Taylor, Proc. Nat. Ac. Am., 12, 658, 1926.

Digitized by Google

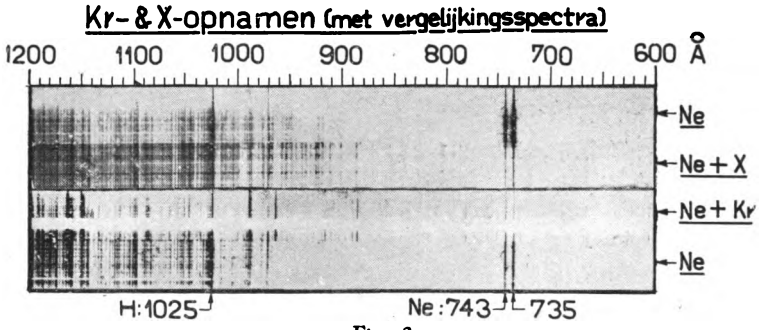


Fig 3.

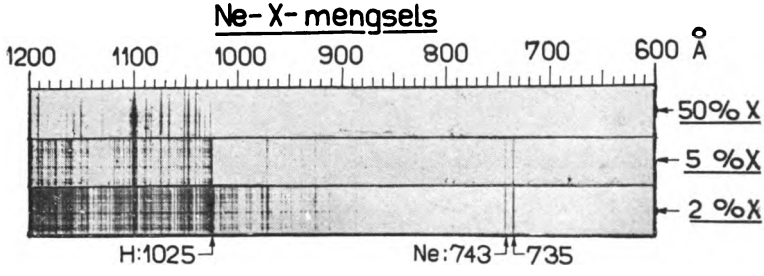
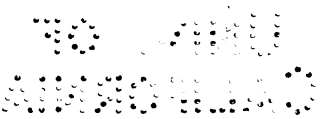


Fig. 4.

UNIV. OF
CALIFORNIA

Digitized by Google



Digitized by Google

Het zwakker worden van lijnen met golflengten kleiner dan die der seriegrens bij opnamen met grootere percentages *Kr* of *X* zal natuurlijk mede daarin zijn grond vinden, dat ook in de ontlading deze lijnen bij grootere partieële drukken van het *Kr* of *X* in verhouding tot die van het „eerste" spectrum meer op den achtergrond treden.

Zooals fig. 4, waarop drie opnamen (Nos. 10, 11 en 12 van tabel I) voorkomen van *Ne* met resp. 2, 5 en 50 % *X*, laat zien, was voor *X* de seriegrens met vrij groote nauwkeurigheid af te lezen, en wel ligt deze bij ca. 1026 Å, hetgeen overeenkomt met een spanning van *ca. 12,0 Volt = ionisatiespanning van xenon*, d.i. 0,5 Volt hooger dan de door G. Hertz en R. K. Kloppers [1]) gevonden waarde [2]).

Bij *Kr* was deze grens minder nauwkeurig vast te leggen. Ofschoon bij hoogere *Kr*-drukken de beide vrij sterke lijnen 864,78 en 859,04 Å nog een weinig zichtbaar bleven, begon toch reeds bij ca. 886 Å een vrij aanzienlijke verzwakking op te treden, hetgeen overeenkomt met een spanning van ca. *13,9 V = ionisatiespanning van krypton*. (Ook deze waarde is hooger dan die, welke Hertz en Kloppers vonden).

Op het verband met het zichtbare deel der *Kr*- en *X*-spectra hopen wij nog nader terug te kunnen komen.

Zusammenfassung.

Krypton und Xenon sind mit Hilfe eines Vakuumgitterspektrographen im äussersten Ultra-violett untersucht worden, und zwar im Wellenlängengebiet *1500 bis 500 Å.E.*

Als Lichtquellen sind Glimmlicht-, Säulen- und Kondensatorentladungen verwendet worden, während mehrere Vergleichsspektren aufgenommen sind.

Ausser den Resonanzlinien werden noch einige Linien der „ersten" Spektren des Kryptons und des Xenons gefunden, weiter noch viele anderen *Kr*- und *X*-Linien.

Eine Methode zur Ermittlung der Wellenlängen der auf den photographischen Platten vorkommenden Spektrallinien wird gegeben.

Verschiedene von L. B. Taylor dem Kryptonspektrum angerechneten Linien müssen unseres Erachtens dem Xenon zugeschrieben werden.

Aus den Aufnahmen werden die *Ionisierungsspannungen* der Gasen abgeleitet: *Krypton 13,9 Volt; Xenon 12,0 Volt.*

Eindhoven, Delft, Dec. 1927

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1) G. Hertz en R. K. Kloppers. Physica 4, 367, 1924; Zts. f. Phys. 31, 413, 1925.

2) Ook metingen over doorslagspanningen van F. M. Penning (Die Naturw. 15, 818, 1927; Physica 7, 321, 1927) wijzen, er op, dat de ionisatiespanning van xenon hooger is dan 11.7 Volt.

Digitized by Google

MOLEKUULMODELLEN VOOR VERBINDINGEN VAN HET TYPE XY_4

door A. E. VAN ARKEL en J. H. DE BOER.

In zijn bekende verhandeling heeft Kosssel [1]) oorspronkelijk aangenomen, dat molekulen van het type XY_4 in twee vormen zouden kunnen voorkomen, n.l. één waarbij de 4 Y-ionen in een vierkant om het centraalion X gerangschikt zijn en een ander waarbij ze in een tetraëder zijn geplaatst. Hij wees er reeds op, dat de tetraëder een grootere energieinhoud heeft en dus de stabielste vorm moet zijn. Toch zou het platte model soms kunnen voorkomen en wel noemde hij als voorbeeld de ionen $PtCl_4^{--}$. De bewijzen, die men meende te hebben voor de rangschikking in een plat vlak bij deze platinaverbindingen zijn in den laatsten tijd weer op losse schroeven komen te staan [2]).

Men kan echter gemakkelijk aantoonen, dat het platte model wel een evenwichtsstand voorstelt, maar dat dit evenwicht labiel is.

Verwaarloozen we voorloopig nog de polarisatie, die in de ionen kan optreden, dan kan men bewijzen, dat de stabiele evenwichtsvorm altijd de tetraëder is. Om dit aan te toonen beschouwen we de stabiliteit tegen een hoekdraaiing, die een continue overgang van de tetraëder naar de pyramide mogelijk maakt, alles bij constant blijvende afstand tusschen X en Y. Daartoe denken we ons om het vierkant een bol geslagen, waarbij de vier ionen Y in de meridiaan liggen en laten we twee tegenover elkaar liggende ionen Y over een hoek Ψ langs een groote cirkel naar boven bewegen en de twee andere ionen Y over dezelfde hoek naar beneden (fig. 1). Indien voor deze hoek geldt:

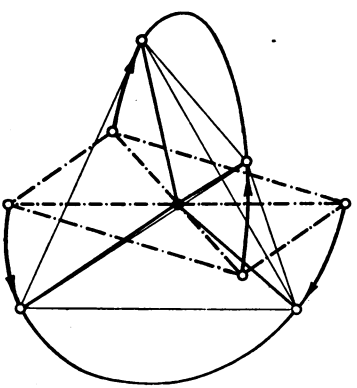


Fig. 1.

$\cos \Psi = \frac{1}{3}\sqrt{6}$, dan hebben we de regulaire tetraëder verkregen. Bij een willekeurige hoek Ψ hebben we twee soorten ribben, n.l. twee met de lengte

$$s = 2r \cos \Psi$$

1) W. Kossel, Ann. d. Phys. (4) 49, 229 (1916).
2) Reihlen en Nestle, Lieb. Ann. 447, 211 (1926). Zie voor verdere litteratuur: A. Grünberg, Z. Anng. u. Allg. Chem. 164, 207 (1927).

Digitized by Google

en vier met de lengte

$$p = r\sqrt{2(1+\sin^2\Psi)}.$$

De energie van een dergelijk model bij een willekeurige hoek Ψ is dan:

$$\varphi = -4\frac{4e^2}{r} + 4\frac{e^2}{p} + 2\frac{e^2}{s} + 4\frac{B_1}{r^{n_1}} + 4\frac{B_2}{p^{n_2}} + 2\frac{B_2}{s^{n_2}} \qquad (1)$$

waarbij B_1 en n_1 voorstellen coëfficient en exponent van de Bornsche afstootingspotentiaal tusschen X-ion en Y-ion en B_2 en n_2 dezelfde grootheden voor de afstooting tusschen twee Y-ionen.

We dienen nu eerst na te gaan, bij welke hoek Ψ er evenwicht is; dit is het geval, wanneer

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\Psi} = 0,$$

dus:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\Psi} = -4\sqrt{2}\frac{e^2 r}{p^2}\frac{\cos\Psi\sin\Psi}{\sqrt{1+\sin^2\Psi}} + 4\frac{e^2 r}{s^2}\sin\Psi -$$
$$4\sqrt{2}\frac{n_2 B_2 r}{p^{n_2+1}}\frac{\cos\Psi\sin\Psi}{\sqrt{1+\sin^2\Psi}} + 4\frac{n_2 B_2 r}{s^{n_2+1}}\sin\Psi = 0 \quad . \quad . \qquad (2)$$

Aan deze vergelijking is voldaan voor: $\sin\Psi = 0$, dus is het platte vlak inderdaad een evenwichtsstand.

Zal echter deze evenwichtsstand ook stabiel zijn, dan moet voor de waarde $\sin\Psi = 0$ gelden:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\Psi^2} > 0.$$

Indien men dit uitwerkt krijgt men de conditie:

$$\frac{e^2}{r}(-2\sqrt{2}+1) - \frac{n_2 B_2}{r^{n_2}}\left(\frac{4}{(\sqrt{2})^{n_2}} - \frac{2}{2^{n_2}}\right) > 0 \quad . \quad . \quad . \qquad (3)$$

Aan deze voorwaarde kan nooit worden voldaan, dus het platte is nooit stabiel.

Weliswaar hadden we nog de polarisatie der Y-ionen verwaarloosd, maar bij berekening blijkt, dat bij niet verwaarloozing van de polarisatie nog een aantal termen aan de $\partial^2\varphi/\partial\Psi^2$-vergelijking moet worden toegevoegd, die voor iedere waarde van α (polariseerbaarheid) negatief zijn. Dus onder alle omstandigheden is het vlakke model labiel.

Digitized by Google

Deze berekeningen gelden natuurlijk alleen voor vrije molekulen of ionen XY_4, echter is hiermee nog niet gezegd, dat b.v. in kristalroosters de combinatie XY_4 niet in een plat vlak kan voorkomen.

Waar we nu aangetoond hebben, dat de eene evenwichtsstand, die uit verg. (2) volgde, n.l. het platte vlak, altijd labiel is, zien we dadelijk, dat de andere oplossing dezer vergelijking noodzakelijk stabiel tegen deze beweging is, want bij $\Psi = 90^\circ$ is $\varphi = +\infty$. Waar nu bij $\Psi = 0^\circ$ een maximum ligt moet bij een hoek Ψ tusschen 0° en 90° een minimum liggen. Deze hoek nu wordt bepaald door een andere oplossing van vergel. (2). Deze vergelijking wordt 0 voor $\cos \Psi = \frac{1}{3}\sqrt{6}$, dus voor de regulaire tetraëder.

We hebben nu laten zien, dat het platte vlak altijd labiel is tegen de tetraëderdraaing. Is echter het centraalion X polariseerbaar, dan kan nog een andere draaiing een rol spelen, n.l. die draaiing, waarbij de vier ionen Y (zie fig. 1) naar dezelfde pool bewegen. Er ontstaat daarbij een gelijkzijdige vierhoekige pyramide, dus een een figuur, zonder centrum van symmetrie, analoog aan de molekuulmodellen van water en ammoniak [1]).

We hebben bij een dergelijk model weer drie afstanden n.l. r tusschen de ionen X en Y, en $p = \sqrt{2}\, r \cos \Psi$ en $s = 2r \cos \Psi$ tusschen de ionen Y onderling. De in het centraalion opgewekte dipool P staat in de richting van de hoogtelijn van de figuur en heeft dus een potentiaal ten opzichte van ieder Y-ionen gelijk $e P/r^2 \sin \Psi$.

De geheele energievergelijking luidt nu:

$$\varphi = -4\frac{4e^2}{r} + 4\frac{e^2}{p} + 2\frac{e^2}{s} - 4\frac{eP}{r^2}\sin\Psi + \frac{P^2}{2a} + \\ + \frac{4B_1}{r^{n_1}} + \frac{4B_2}{p^{n_2}} + \frac{2B_2}{s^{n_2}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Differentiatie naar P levert:

$$P = 4a\frac{e}{r^2}\sin\Psi$$

zoodat nu de energievergelijking luidt:

$$\varphi = -\frac{16e^2}{r} + \frac{4e^2}{p} + \frac{2e^2}{s} - \frac{8ae^2}{r^4}\sin^2\Psi + \\ + \frac{4B_1}{r^{n_1}} + \frac{4B_2}{p^{n_2}} + \frac{2B_2}{s^{n_2}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

[1]) F. Hund, Z. f. Phys. 31, 81 (1924), A. E. van Arkel en J. H. de Boer, Physica 7, 12 (1927)

Digitized by Google

Differentiatie naar Ψ geeft ons nu:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \Psi} = 0 = +4\sqrt{2}\,\frac{e^2 r}{p^2}\sin\Psi + 4\,\frac{e^2 r}{s^2}\sin\Psi - 16\,\frac{a\,e^2}{r^4}\sin\Psi\cos\Psi +$$
$$+ 4\sqrt{2}\,\frac{n_2 B_2 r}{p^{n_2+1}}\sin\Psi + 4\,\frac{n_2 B_2 r}{s^{n_2+1}}\sin\Psi.$$

Een der oplossingen is sin $\Psi = 0$, dus weer het platte vlak. Om de stabiliteit hiervan te onderzoeken berekenen we weer $\partial^2\varphi/\partial\Psi^2$ en stellen dan sin $\Psi = 0$,

We krijgen dan als stabiliteitsvoorwaarde:

$$\frac{e^2}{r}\left(2\sqrt{2}+1-\frac{16\,a}{r^3}\right)+\frac{n_2 B_2}{r^{n_2}}\left(\frac{4}{(\sqrt{2})^{n_2}}+\frac{2}{2^{n_2}}\right)>0.$$

Het platte vlak is dus labiel tegen deze beweging, indien:

$$\frac{e^2}{r}\cdot\frac{16\,a}{r^3} > \frac{e^2}{r}\left(2\sqrt{2}+1\right)+\frac{n_2 B_2}{r^{n_2}}\left(\frac{4}{(\sqrt{2})^{n_2}}+\frac{2}{2^{n_2}}\right) \quad . \quad . \quad (6)$$

Is aan deze laatste ongelijkheid niet voldaan, dan hebben we alleen met de tetraëder te maken, is echter dit wel het geval, dan moeten we nog nader onderzoeken, wat de stabiele vorm wordt, de tetraëder of de pyramide.

Wanneer nu de pyramide een evenwichtsstand is ten opzichte van deze draaiing, dan is deze evenwichtsstand ook zeker stabiel, daar:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\Psi^2} = \sin^2\Psi\left[\frac{e^2}{r}\left(4\sqrt{2}+2+\frac{16\,a}{r^3}\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{8\,n_2(n_2+1)\,B_2}{r^{n_2}}\left(\frac{1}{(\sqrt{2})^{n_2+2}}+\frac{1}{2^{n_2+2}}\right)\right]$$

waarbij reeds in aanmerking is genomen, dat $\partial\varphi/\partial\Psi = 0$, zoodat dus $\partial^2\varphi/\partial\Psi^2$ essentieel positief is.

De tetraëder is niet bij alle waarden, welke de polariseerbaarheid van het centraalion kan aannemen, stabiel. Bij reeds betrekkelijk kleine waarden van a/r^3 is de tetraëder labiel tegen een beweging, waarbij tegelijkertijd veranderen de drie hoeken Θ, die een der zwaartelijnen der tetraëder met de drie overige maakt (fig. 2).

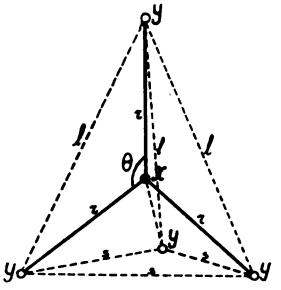


Fig. 2.

Bij de nu volgende berekening zien we af van de niet Coulombsche afstooting

Digitized by Google

tusschen de buitenionen Y, wat in het algemeen wel toelaatbaar is, tengevolge van de betrekkelijk groote afstand, waarop de buitenionen van elkaar zijn verwijderd. We hebben in de berekening in te voeren drie verschillende afstanden, n.l. r, l en s (zie figuur 2) en wel is:

$$l = 2\,r \sin\frac{\Theta}{2}$$

$$s = \sqrt{3}\,r \sin\Theta\,.$$

De energie van dit model wordt gegeven door:

$$\varphi = -\frac{e^2}{r}\left\{16 - \frac{3}{2\sin\frac{\Theta}{2}} - \frac{3}{\sqrt{3}\sin\Theta} + \frac{a}{2r^3}(1+3\cos\Theta)^2\right\} + \frac{4\,B}{r^n} \quad (7)$$

In deze vergelijking zijn reeds op de bekende wijze de dipoolleden in a uitgedrukt.

De evenwichtsvoorwaarde luidt:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\Theta} = 0 = -\frac{e^2}{r}\left\{\tfrac{3}{4}\frac{\cos\frac{\Theta}{2}}{\sin^2\frac{\Theta}{2}} + \sqrt{3}\,\frac{\cos\Theta}{\sin^2\Theta} - \frac{3\,a}{r^2}(1+3\cos\Theta)\sin\Theta\right\}.$$

Voor de regulaire tetraëder is:

$$\cos\Theta = -\tfrac{1}{3}\,.$$

Daar deze waarde aan bovenstaande evenwichtsvergelijking altijd voldoet (onafhankelijk van de waarde van a) is dus de tetraëder altijd een evenwichtsstand.

De stabiliteit tegen deze beweging wordt echter door a bepaald, want uit de stabiliteitsconditie:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\Theta^2} > 0, \text{ of}$$

$$-\frac{e^2}{r}\left\{-\tfrac{3}{4}\frac{\cos^2\frac{\Theta}{2}}{\sin^3\frac{\Theta}{2}} - \tfrac{3}{8}\frac{1}{\sin\frac{\Theta}{2}} - 2\sqrt{3}\,\frac{\cos^2\Theta}{\sin^3\Theta} - \sqrt{3}\,\frac{1}{\sin\Theta} - \right.$$

$$\left. - \frac{3\,a}{r^3}\cos\Theta(1+3\cos\Theta) + \frac{9\,a}{r^3}\sin^2\Theta\right\} > 0$$

Digitized by Google

volgt dat voor de waarde cos $\Theta = -\frac{1}{3}$ het evenwicht stabiel is, wanneer voldaan is aan de voorwaarde:

$$\frac{a}{r^3} < \frac{21}{128}\sqrt{6}$$

$$\frac{a}{r^3} < 0.403 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Stijgt a/r^3 boven deze waarde, dan ontstaat dus door de beschreven draaiing een model met drietallige symmetrie, waaruit dus volgt, dat van verbindingen van het type XY_4 eventueel ook molekulen met drietallige symmetrie bestaanbaar zijn.

Het zou dan niet onwaarschijnlijk zijn, dat sommige verbindingen van het type XY_4 in het trigonale stelsel kristalliseeren, zooals dat inderdaad het geval is bij het tetranitromethaan $C(NO_2)_4$ [1]).

Als mogelijk stabiele toestanden hebben we dus nu gekregen:

a) regulaire tetraëder, voor waarden van

$$\frac{a}{r^3} < 0{,}403, \text{ zooals } CCl_4 \text{ en derg. } [2])$$

b) tetragonale pyramide, voor waarden van

$$\frac{a}{r^3} > \frac{2\sqrt{2}+1}{16} \text{ (zie formule 6)}$$

of $\frac{a}{r^3} > 0{,}239$, wat vermoedelijk het geval is bij pentaerythriet

$$C(CH_2OH)_4 \; [3])$$

c) twee trigonale modellen, waarbij de hoek

Θ resp. grooter of kleiner is dan bij de tetraëder,

$$\text{indien } \frac{a}{r^3} > 0{,}403, \; (C(ON_2)_4).$$

Het is nu in het algemeen niet mogelijk om na te gaan, of al deze modellen tegen alle denkbare bewegingen ook stabiel zijn. Wel zal zeker dat model stabiel zijn, dat de grootste energie-inhoud heeft.

---

1) H. Mark en W. Noethling, Z. f. Kryst. 65, 435 (1927).
2) J. H. de Boer en A. E. van Arkel, Z. f. Phys. 41, 27 (1927).
3) H. Mark en W. Weissenberg, Z. f. Phys. 17, 301 (1923). Zie ook: H. G. K. Westenbrink en F. A. van Melle, Z. f. Kryst. 64, 548 (1926).

Digitized by Google

We zullen ons er nu toe bepalen, om bij verwaarloozing van polariseerbaarheid en niet-Coulombsche afstooting van de buitenionen Y de energie te berekenen als functie van α/r^3, waarin α dus voorstelt de polariseerbaarheid van het centraalion X.

Stellen we weer algemeen de exponent in de Bornsche afstooting gelijk aan 9 (behalve wanneer de buitenionen positieve waterstofionen zijn, zooals in het NH^+_4), dan blijft alleen als onbekende over de coëfficient B van dit afstootingslid.

Deze B bepaalt de afstand r, waarop de ionen Y zich van X bevinden. Stellen we dus in het platte model, de afstand $X-Y$ gelijk r_0, dan kunnen we B in r_0 uitdrukken. Met behulp van de in r_0 uitgedrukte B zijn dan verder voor elk model de energieën φ als functie van r_0 berekenbaar.

Uit de evenwichtsvoorwaarde voor het platte model tegen verandering van r_0 vinden we B.:

$$\varphi = -\frac{e^2}{r_0}\{16 - 2\sqrt{2} - 1\} + \frac{4B}{r_0^9}$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r_0} = 12{,}17\,\frac{e^2}{r_0^2} - \frac{36\,B}{r_0^{10}} = 0$$

dus:

$$B = \frac{12{,}17}{36} \cdot r_0^8\, e^2.$$

In de energievergelijking van het pyramidemodel, waarin B_2 wordt verwaarloosd is de r nog onbekend. We kunnen deze r vinden uit de evenwichtsvoorwaarde

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0.$$

dus:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{16\,e^2}{r^2} - \frac{4\,e^2}{p^2}\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{2\,e^2}{s^2}\frac{\partial s}{\partial r} + \frac{32\,\alpha\,e^2}{r^5}\sin^2\Psi - \frac{36\,B}{r^{10}} = 0.$$

Substitueeren we hierin:

$$p = \sqrt{2}\,r\cos\Psi$$

$$s = 2\,r\cos\Psi$$

$$B = \frac{12.17}{36} \cdot r_0^8\, e^2$$

en de waarde voor cos Ψ, zooals die volgt uit de vergelijking

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \Psi} = 0,$$

Digitized by Google

dan krijgen we:

$$16\left(\frac{r}{r_0}\right)^8 + \frac{32\,a}{r_0^3}\left(\frac{r}{r_0}\right)^5 - 6\sqrt[3]{(4+\sqrt{2})^2}\sqrt[3]{\frac{a}{r_0^3}}\cdot\left(\frac{r}{r_0}\right)^7 - 12{,}17 = 0.$$

Uit deze vergelijking is r/r_0 op te lossen voor alle waarden van a en r_0, de twee grootheden die het molekuul volkomen karakteriseeren.

Daarmee is dan ook voor elke waarde van a de energie in r_0 uit te drukken.

Op volkomen analoge wijze kan men nu ook de energie van de tetraëder en de daaruit bij grootere a-waarden ontstane trigonale modellen uitdrukken in r_0.

In fig. 3 zijn deze energiewaarden $\left(-\frac{\varphi\, r_0}{e^2}\right)$ als functie van a/r_0^3 weergegeven. We zien daaruit, dat tot een waarde van a/r_0^3 van ongeveer 0,36 (punt C) de tetraëder de grootste energie-inhoud heeft, dus zeker het stabiele model voorstelt; vanaf deze waarde hebben de pyramidemodellen grootere energie, de tetraëder wordt zeker instabiel bij punt B, waar hij overgaat in een der trigonale modellen. Het platte vlak is altijd labiel. Of de pyramide tusschen A en C, de tetraëder tusschen C en B en de trigonale modellen stabiel of labiel zijn is niet met zekerheid uit te maken.

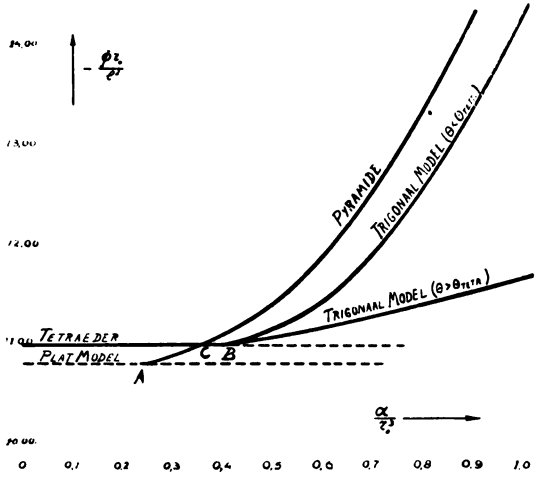


Fig. 3.

Bij de berekening van deze energieën hebben we de polarisatie en de Bornsche afstooting der buitenionen verwaarloosd. De polarisatie der buitenionen geeft door de aantrekking der opgewekte dipolen door het centraalion een *vermeerdering* der energie, door hun onderlinge afstooting en de afstooting der dipolen door de lading der ionen Y een *vermindering* der energie. De vermeerdering

Digitized by Google

der energie is behalve van de polariseerbaarheid der ionen Y slechts afhankelijk van de afstand $X—Y$ en daar blijkt, dat r/r_0 voor bepaalde waarden van a/r_0^3 nagenoeg gelijk is voor de pyramide en voor de trigonale modellen kan deze energieverandering de onderlinge ligging van de punten A, B en C slechts weinig beinvloeden en kan zeker niet bewerken dat de energielijn voor de trigonale modellen boven die van de pyramide komt.

Daar de onderlinge afstand der Y-ionen bij de pyramide voor groote a-waarde grooter is dan bij de trigonale modellen, zullen de afstooting der dipolen onderling, die tusschen dipolen en ladingen en ook de Bornsche afstooting voor groote waarden van a een kleinere energieverlaging teweegbrengen bij de pyramide dan bij de trigonale modellen.

Bij kleinere a-waarden (a/r_0^3 ongeveer 0.50) daarentegen is de energieverlaging van het trigonale model met de *kleinste* energie *kleiner* dan die van de pyramide; het trigonale model met de *grootere* energie wordt echter ook *dan* nog meer verlaagd dan de pyramide, zoodat snijding niet optreedt.

Een verdere oorzaak, die het energieverschil tusschen pyramide en trigonaal model zou kunnen verminderen of opheffen, is, dat bij het trigonale model de afstand van het in de as liggende Y-ion tot het centraalion anders is dan de afstand van de drie overige Y-ionen tot het centraalion.

Bij de energieberekening in het voorafgaande is hiermede nog geen rekening gehouden.

We zullen deze invloed nu bestudeeren in een geval, waarbij we zeker de polarisatie en de Bornsche afstooting der buitenionen kunnen blijven verwaarloozen en wel bij het ammoniumion (NH_4^+).

Voor de berekening van het NH_4^+ model kunnen we de benoodigde waarden van a en B berekenen uit het model van NH_3 [1]). Indien NH_4^+ een pyramide-model aanneemt, wordt de energie gegeven door:

$$\varphi = -\frac{12\,e^2}{r} + \frac{4\,e^2}{p} + \frac{2\,e^2}{p\sqrt{2}} - 3\,e\,\frac{P\sin\Psi}{r^2} + \frac{p^2}{2\,a} + \frac{4\,B}{r^5}.$$

De exponent in de Bornsche afstooting wordt hier weer 5 genomen, daar we te maken hebben met de afstooting tusschen positieve H-ionen en een ander ion. De dipool P kan weer in a

[1]) A. E. van Arkel en J. H. de Boer, Physica 7, 12 (1927).

Digitized by Google

worden uitgedrukt, sin Ψ in p en r; voeren we daarna in de waarden voor a en B, zooals we die kennen uit NH_3, n.l.:

$$a = 1{,}03.10^{-24}$$
$$B = 1{,}195.10^{-32},$$

dan vinden we uit de vergelijkingen

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \text{ en } \frac{\partial \varphi}{\partial p} = 0,$$
$$r = 0{,}895.10^{-8} \text{ cm.}$$
$$\text{en } p = 0{,}701.10^{-8} \text{ cm.}$$

en daarmee voor de energie $\varphi = 87$ Volt.

De vraag is nu, of hier eventueel het trigonale model stabieler zou kunnen zijn. Wanneer we alle vier afstanden $N—H$ gelijk houden, vinden we natuurlijk evenals boven het trigonale model een lagere energie en wel $\varphi = 84$ Volt. Bij deze berekening hebben we weer dezelfde waarden van a en B gebruikt, ontleend aan het NH_3-model.

Nu blijkt echter dit model niet stabiel te zijn tegen een beweging van het waterstofion, dat zich in de trigonale as bevindt, in de richting van die as, daar bij de gevonden waarden van de hoek Θ en de afstand r niet voldaan is aan de voorwaarde

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r_1} = 0$$

wanneer we de mogelijkheid toelaten, dat de afstanden tot het centraalion niet alle gelijk zijn. Ons model moet dus voldoen aan drie evenwichtsvoorwaarden, te weten:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \Theta} = 0, \frac{\partial \varphi}{\partial r_1} = 0, \frac{\partial \varphi}{\partial r_2} = 0,$$

waarbij r_1 voorstelt de afstand van het stikstofion tot het waterstofion in de trigonale as en r_2 de afstand van het centraalion tot de andere waterstofionen.

Deze vergelijkingen zijn al reeds zeer gecompliceerd, maar het blijkt mogelijk ze door achtereenvolgende benadering op te lossen.

Digitized by Google

Het eindresultaat is dan, dat in het evenwicht de energie bedraagt 86,3 Volt, waarbij voor

r_1, r_2 en Θ gevonden wordt:
$r_1 = 0{,}88.10^{-8}$ cm.
$r_2 = 0{,}97^5.10^{-8}$ cm.
$\Theta = 44^\circ$ (fig. 4)

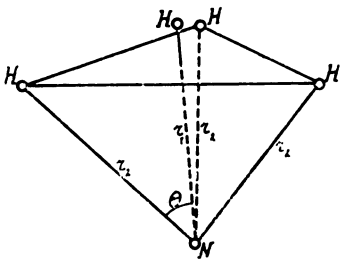


Fig. 4.

Hier blijkt dus voor het vrije NH_4^+ ion de pyramide nog de stabielste vorm te zijn, maar het verschil met het trigonale model is zoo klein, dat het zeer wel mogelijk zou kunnen zijn, dat o.a. in het kristalrooster van ammonium*verbindingen* ook de *trigonale* vorm zou kunnen voorkomen, zoodat bij de bepaling van de kristalstructuur van ammoniumverbindingen hiermee rekening zou moeten worden gehouden.

Uit de energiewaarde van van het pyramidemodel kunnen we nu berekenen, welke arbeid gewonnen wordt, wanneer aan NH_3 een H^+ geaddeerd wordt onder vorming van het NH_4^+.

Voor NH_3 hadden we gevonden $\varphi = 78$ Volt, zoodat we voor de additiewarmte vinden:

$$(NH_3)_{gas} + (H^+)_{gas} \longrightarrow (NH_4^+)_{gas} + 9 \text{ Volt.}$$

Deze waarde kunnen we met direct thermochemisch gemeten grootheden vergelijken met behulp van het volgende kringproces:

$$\begin{array}{ccc} (NH_3) + (HCl) & \xrightarrow{I_{HCl}} & (NH_3) + (H^+) + (Cl^-) \\ \Big\downarrow -V & & \Big\downarrow -X \\ [NH_4Cl] & \xleftarrow{-U_{NH_4Cl}} & (NH_4^+) + (Cl^-) \end{array}$$

Digitized by Google

Uitgaande van (NH_3) en (HCl) kunnen we ons direct de vorming van vast $[NH_4Cl]$ voorstellen, waarbij de vormingswarmte V gewonnen wordt. Verder denken we ons het proces zoo te verloopen, dat eerst (HCl) geïoniseerd wordt in de gasvormige ionen (H^+) en (Cl^-), waarvoor de ionisatie-energie I_{HCl} noodig is, daarna wordt het (H^+) aan (NH_3) geaddeerd, waarbij we de gezochte additie-energie X winnen, om tenslotte uit (NH_4^+) en (Cl^-) het vaste $[NH_4Cl]$ te vormen, waarbij de roosterenergie van deze verbinding U_{NH_4Cl} gewonnen wordt.

U_{NH_4Cl} is uit de bekende kristalstructuur van NH_4Cl te berekenen, V en I_{HCl} zijn bekend.

$$X = I_{HCl} + V - U_{NH_4Cl}$$
$$X = 13{,}8 + 1{,}68 - 6{,}40 = 9{,}08 \text{ Volt}$$

in al te voortreffelijke overeenstemming met de berekende waarde.

De gevonden modellen voor het NH_4^+ blijken een zeer sterk dipoolmoment te hebben. Of het vrije NH_4^+ werkelijk een dipoolmoment heeft is niet bekend. Op het eerste gezicht lijkt het zelfs iets onwaarschijnlijk, dat deze dipool in het kristalrooster niet tot uiting komt, in die zin, dat de structuur van het NH_4Cl nog dezelfde is als die van $NaCl$, waarbij het positieve ion zeker geen dipool draagt. Aan den anderen kant echter heeft het bestaan van deze dipool ten gevolge, dat wanneer het NH_4^+ met een Cl^- vrij NH_4 Cl-molekuul geeft, dit molekuul alleen dan stabiel is, wanneer het Cl^- zich bevindt in de as van het molekuul en wel diametraal tegenover de vier waterstofionen. De totale dipool van het zoo gevormde complex is nu juist door het bestaan van de dipool in het ammoniumion veel kleiner, dan bij de molekulen $NaCl$, KCl enz., waardoor de groote vluchtigheid van de ammoniumzouten begrijpelijk wordt. De berekeningen, welke tot deze conclusies hebben geleid, zijn slechts bij benadering uit te voeren, zoodat het weinig zin heeft ze hier uitvoerig mede te deelen. Het belangrijke is echter, dat het negatieve chloorion zich aan het eveneens negatieve stikstofion hecht, zoodat we hier met een geval te doen hebben, waarbij de invloed van de lading wordt overheerscht door de invloed van de polarisatie. Misschien opent dit laatste wel de weg voor het begrijpen van de binding van gelijke ionen aan elkaar, zooals we dit moeten aannemen bij hydrazine en organische verbindingen, waarvan we met groote waarschijnlijkheid

Digitized by Google

kunnen zeggen, dat werkelijk de twee stikstofatomen of de twee koolstofatomen aan elkaar zijn gebonden.

Verdere verbindingen van het type XY_4 treffen we bij de koolstofverbindingen aan. Wanneer in deze verbindingen Y een halogeen is, is het te verwachten, dat het koolstofion een viervoudig geladen positief ion is, dat practisch niet polariseerbaar is, waardoor als stabiele vorm de tetraëder moet optreden, in overeenstemming met de resultaten der organische structuurtheorie. Stelt Y een waterstofion voor, dan kan men aannemelijk maken, dat ook in dit geval het koolstofion een viervoudig positief ion is en waterstof als negatief ion voorkomt. Ook bij de gemengde waterstofhalogeen-koolstofverbindingen zullen tetraëdrische modellen blijven optreden, hoewel deze dan niet meer regulair zijn. Hetzelfde geldt natuurlijk ook voor de overeenkomstige verbindingen van *Si*, *Ti*, *Sn* enz. Bij al deze verbindingen zijn de energiën [1]). welke men met de elektrostatische opvatting der chemische valentie berekent, behoorlijk in overeenstemming met de direct gemeten vormingswarmten en is ook het verdere physisch en chemisch gedrag geheel zooals men op grond van deze voorstelling zou verwachten, wanneer tenminste wordt aangenomen, dat de waterstof zich als halogeen gedraagt. Groote moeilijkheden onstaan echter, wanneer we overgaan tot verbindingen met meer dan één koolstofatoom, zooals al direct bij aethaan, C_2H_6. Wanneer we hier een zuiver electrostatisch model willen opbouwen, dan zouden we gedwongen zijn de koolstofionen tegengestelde ladingen te geven en de waterstofionen in twee groepen te doen uiteenvallen. Alleen een zeer toevallige compensatie van ladingen en opgewekte dipolen zou dan moeten bewerken, dat het ontstane molekuul geen groot electrisch dipoolmoment bezit en het zou hoogst onwaarschijnlijk zijn, dat deze compensatie bij alle koolwaterstoffen zou optreden. Iets minder onwaarschijnlijk wordt het model voor de volgende koolwaterstof, het propaan ($CH_3 . CH_2 . CH_3$), dat natuurlijk dan een volkomen symmetrische ladingsverdeeling krijgt. Zoo zou men kunnen verwachten, dat er in een dergelijke homologe reeks een verschil tot uiting kwam tusschen de termen met oneven aantal koolstofionen en met een even aantal. Bij de koolwaterstoffen is van een dergelijk verschil weinig te merken. Gaan we echter over naar andere homologe reeksen, waarin ionen voorkomen, waarvan het aannemelijker is, dat ze een bepaalde lading dragen, b.v.

[1]) J. H. de Boer en A. E. van Arkel, Z. f. Phys. 41, 27 (1927).

Digitized by Google

zuurstof, dat we altijd als dubbel negatief zouden willen beschrijven, dan zal allicht de bouw van het molekuul meer naderen tot diegene, waartoe men zou komen, als men de electrostatische valentietheorie consequent doorvoerde. In dat geval zouden de termen met even aantal koolstofionen zich inderdaad moeten onderscheiden van die met een oneven aantal. Misschien zou het mogelijk zijn het alterneerend karakter van de smeltpunten der één- en tweebasische organische zuren op deze wijze te verklaren. Ondanks de groote moeilijkheden is het toch in vele gevallen mogelijk allerlei eigenschappen te begrijpen wanneer men zich op de electrostatische valentieopvatting blijft stellen. Een goed voorbeeld is malonzuur $COOH - CH_2 - COOH$; nemen we daar als altijd de zuurstof negatief en vatten dan het model electrostatisch op, dan worden de twee waterstofionen aan het middelste koolstofion positief en moeten dus vervangbaar zijn door metaalionen, wat inderdaad juist is.

Zoo is het dan ook mogelijk, dat bij koolstofverbindingen van het type XY_4 molekulen optreden, waarbij volgens de zuivere electrostatische opvatting het centrale koolstofion negatief is. Bij deze verbindingen moeten we dan ook niet verwachten, dat de groepen Y in een tetraëder zijn gerangschikt, maar in een pyramide of in een trigonale rangschikking, zooals in het vorige is beschreven. Als voorbeelden kunnen we noemen het pentaerytriet $C(CH_2OH)_4$ en het tetranitromethaan $C(NO_2)_4$, welke respectievelijk een pyramidale en een trigonale bouw schijnen te hebben.

Zusammenfassung.

Es wurde gezeigt, dass für Molekule vom Typus XY_4 das Model, wobei alle Ionen in einer Ebene liegen, immer labil ist. Ein Tetraëdermodell ist nur dan stabil, wenn die Polarisierbarkeit der des Zentralions unter einer bestimmten Grenze bleibt. Wird diese überschritten, dann tritt ein pyramidales Modell auf während unter Umständen auch trigonale Modelle möglich sind. Die Dissoziationsenergie des NH_4+-Ions wurde numerisch berechnet und daraus in sehr schöner Ubereinstimmung mit den experimentellen Daten die Additionsenergie eines H+-Ions an NH_3 abgeleitet.

Weiter wird gezeigt, dass bei den Verbindungen $C(CH_2OH)_4$ und $C(NO_2)_4$ der eigentümliche Bau der Moleküle wahrscheinlich mit der starken Polarisierbarkeit des Zentral-Ions zusammenhängt.

Eindhoven, 7 Jan. 1927. NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

Digitized by Google

VERSLAG OVER DE WERKZAAMHEDEN VAN HET VAN DER WAALS FONDS IN DEN CURSUS 1926-1927

(met vermelding van de resultaten verkregen in de maanden Sept.—Dec. 1927).

De werkzaamheden, zoowel die in het Natuurkundig Laboratorium als die ter voorbereiding van het onderzoek in den Westertoren werden geregeld voortgezet.

De heer Geels voltooide zijn onderzoek over den invloed van druk op het electrisch geleidingsvermogen van goud tot 1000 atmospheren. Het resultaat van dit onderzoek is neergelegd in mededeelingen die in de vergaderingen van October 1926 en October 1927 voor het zittingsverslag der Akademie zijn aangeboden.

Teneinde een beter vast punt voor de thermometerschaal te verkrijgen trachtte de heer Coeterier het tripelpunt van water met grooter nauwkeurigheid vast te leggen. Hij slaagde erin dit punt tot $^1/_{4000}{}^\circ$ reproduceerbaar te maken. Het resultaat van dit onderzoek werd voor het zittingsverslag der Novembervergadering der Akademie aangeboden.

Mej. Veraart zette de voorbereiding voort voor het onderzoek van den invloed van druk op de diëlectriciteitsconstante.

De heer ten Haaf zette zijn metingen voort van de isothermen van waterstof om de grootere nauwkeurigheid, welke ons instrumentarium voor isothermmetingen verkregen heeft, ook op de waterstofisothermen te kunnen toepassen.

Door den Heer Gibson werden isothermen van neon gemeten bij vijf verschillende temperaturen en tot 550 atmospheer druk. De publicatie dezer waarnemingen wacht op de voorloopige ijking van de k'eine drukbalans, die wij in den loop van 1928 hopen te voltooien.

Het resultaat van de onderzoekingen van de heeren Michels en ten Haaf over de driephasenlijnen van de stelsels ortho-, meta-, en parakresol en water werd neergelegd in een mededeeling in het verslag van de vergadering der Akademie van October 1926.

Behalve zijn deelneming aan alle bovengenoemde onderzoekingen verrichtte de assistent van het fonds Dr. A. Michels metingen van helium isothermen, waarbij de methode van calibratie der buizen is omgewerkt, zoodat deze thans geheel gemechaniseerd is.

Digitized by Google

Het personeel van het fonds nam het inslijpen van hooge-drukmeetcylinders zelf ter hand. Een eerste exemplaar, een cylinder tot 1000 atmosfeer leverde een reproduceerbaarheid van $^1/_{50000}$.

In samenwerking met de artilleriewerkplaatsen aan de Hembrug werd door Dr. Michels een druk van 35000 atmosferen bereikt (ter vergelijking diene dat Schäffer en Budenberg een jaar geleden nog meenden, dat 5000 de grens der bereikbare drukken zou zijn, dat Bridgman 20000 bereikte, welk getal echter met minder zekerheid bepaald is dan het getal 35000 door Dr. Michels). Interressant is hierbij dat de cylinders bij te groote belasting op twee verschillende wijzen scheurden, al naarmate de verhouding van verschillende materiaalconstanten; en wel òf door afschuiving onder een hoek van 45° met den straal van de cylinder van binnen naar buiten, zooals door Prof. Biezeno te Delft was aangegeven, òf door een van buiten beginnende spleet in de richting van den straal zooals bij andere verhouding der materiaalconstanten door Dr. Michels was voorspeld.

In den Westertoren werden werkruimten afgeschoten, electrische installatie aangelegd en een koker gelegd voor de hooge-druk-buis. Ook werd de slingering van den toren nagegaan en vastgesteld op 6 mm bij een windsnelheid van 11 m/sec. Wij mochten daarvoor een kijker ter leen ontvangen van Prof. Schermerhorn te Delft terwijl het Kon. Meteorologisch Inst. te de Bilt ons welwillend inlichtingen verschafte.

Wij construeerden een op de veranderlijkheid van den weerstand berustenden drukmeter voor de firma Kip en zonen, die dezen in den handel zal brengen.

Met het Leische Natuurkundig Laboratorium mochten wij in aangename samenwerking treden door elkander eenige diensten te bewijzen.

In dank vermelden wij verder den finantieelen steun van verschillende naamlooze vennootschappen en particulieren, alsook de belangelooze medewerking aan de uitbreiding van ons instrumentarium door de fabrieken Werkspoor, Stork, Dikkers, Gonnerman en onze samenwerking met de Artilleriewerkplaatsen aan de Hembrug.

J. D. VAN DER WAALS Jr.

Secretaris-penningmeester.

Digitized by Google

BOEKBESPREKING.

O. D. Chwolson, **Die Physik 1914—1926.** Siebzehn ausgewählte Kapitel, Vertaald door Georg Kluge. — Vieweg, Braunschweig 1927. IX + 696 S. Prijs 35 Mark.

Chwolson heeft dit boek min of meer bedoeld als een aanvulling van zijn bekend leerboek. dat slechts met de litteratuur tot 1914 rekening houdt. Toch heeft hij gelijk hij in zijn voorwoord zegt, zich hoofdzakelijk beperkt tot zulke onderwerpen uit de moderne physica die met de leer van Bohr en de theorie der quanta samenhangen. Een uitzondering vormen slechts de drie laatste hoofdstukken die handelen over suprageleiders, Michelson's interferentieproef over de draaiing der aarde (1925) en electromagnetische spectroscopie der metalen (dit hoofdstuk is van de hand van Arkadjeff).

De hoofdindruk is wel: een bewonderingswaardig boek! Geschreven is het in een levendige, vaak persoonlijk aandoende stijl. Als typische staaltjes hiervan zou ik kunnen noemen de spontane en toch zakelijke wijze waarop hij in het hoofdstuk over suprageleiding aanvangt den lezer te orienteeren over het kryogene laborate Leiden, den vaderlandschen trots waarmee hij Mendelejeff ten tooneele voert, de graagte waarmee hij met Millikan diens apparaat waarmee in 1916 het photo-electrisch effect onderzocht werd een „winkel" van apparaten in 't luchtledig noemt. Vooral valt voorts op hoe Chwolson aan het gevaar ontsnapt is van uitsluitend een verzameling van referaten tot stand te brengen. Voor zoover de moderne physica dit toelaat, heeft hij een eenheid van opvatting, zooals alleen een persoonlijke verwerking der stof die geven kan, aan den opbouw van het werk ten grondslag gelegd. De speciale kennis die Chwolson van het werk van Russische onderzoekers bezit, komt het boek bijkans overal ten goede. Wie uit Chwolson's „Die Evolution des Geistes der Physik, 1873—1923" zijn ietwat starre, pessimistische opvattingen over de onopgeloste strijdpunten der quantumtheorie kent, zal zich er niet over verwonderen die opvattingen ook in dit werk terug te vinden, vooral in hoofdstuk X: Die Quantentheorie des Lichts; men vindt ze echter zijde aan zijde met een overholen bewondering en zakelijke waardeering voor de resultaten dier theorie.

In 't algemeen kan men zeggen dat Chwolson en dit boek de moderne atoomtheorie naar waarheid heeft samengevat, op de essentieele punten den noodigen nadruk heeft gelegd, en de litteratuur juist heeft geciteerd. Tegen enkele belangrijke punten heb ik toch wel bezwaar. In de beschrijving van Bohr's oorspronkelijke theorie van 1913 (hoofdst. 3) begaat hij dezelfde dwalingen, die reeds in menige monographie over de atoomtheorie gemaakt is, en in de bespreking van Bohr's quantumtheoretische verklaring van Mendelejeff's systeem (hoofdst. 4) is juist het essentieele, de verklaring v. h optreden der groote perioden, achterwege gebleven. Bij de bespreking der Röntgenspectra komt Kossel's aandeel aan de theorie eigenlijk niet tot zijn juiste recht En wanneer er questie is van ionisatie door electronen (bv. blz. 364) wordt van de groote beteekenis van Thomson's theorie voor deze en aanverwante verschijnselen niet gerept.

Drukfouten in tekst en registers zijn er slechts weinige. Ietwat storend is het op blz. 58 te lezen dat de Deensche onderzoekers Hevesy en Paneth het Hafnium ontdekt zouden hebben. Waarschijnlijk aan de (overigen zeer prijzenswaardige, zoover een indruk daarvan mogelijk is) vertaling is het te wijten dat

Digitized by Google

op blz. 592, waar gemeend is „halbzahlige Quantenzahlen", de eenigszins merkwaardige omschrijving „Quantenzahlen, ganze Zahlen mit halben," te lezen staat.

Dat deze critische opmerkingen niet de bedoeling hebben den lezer van een kennismaking met Chwolson's boek af te schrikken moge genoegzaam uit den aanvang van dit referaat gebleken zijn. H. A. K.

Fr. Hund. **Linienspektren und periodisches System der Elemente.** VI, 221 blz,. 43 fig., 2 getallentafels, 88 tab. — Julius Springer, Berlin 1927. R. M. 19.50, geb. R. M. 21.

Dit boekje, een samenvatting van de tegenwoordige beschrijving van de spectra der elementen met behulp van vector-modellen zal door ieder, die met dit gebied te maken heeft met vreugde worden begroet.

Na een korte inleiding waar, in wel iets te gedrongen vorm, de grondslagen der quantentheorie worden uiteen gezet, worden systematisch opbouwend de spectra van atomen met één en meer „leucht elektronen" behandeld. Uit de wijze van bespreking blijkt de didactische geest van den schrijver. Zoo wordt reeds bij het bespreken van de magnetische splitsing van alkali-termen ingegaan op het begrip koppeling van vectoren en op de wijze van toevoeging van overeenkomstige termen in zwakke en sterke velden. Dit wordt dan voor de aard-alkalien nog eens uitvoerig herhaald en daarna nog eens van de muliplets in het algemeen, zoodat de lezer met deze begrippen vertrouwd is wanneer aan de hoofdstukken over de toevoeging van bepaalde termen aan verschillende seriegrenzen toe is.

Op vele plaatsen wordt naast de uit het vectormodel afgeleide formule, de iets gewijzigde uitdrukking gegeven die de nieuwe quanta mechanica oplevert.

Overigens draagt de manier waarop Hund zijn schema voordracht in vele opzichten een empirisch karakter. Wanneer de schrijver voor $s, p, d, f \ldots$ electronen de azimutale quanta-getallen $1 = 0, 1, 2, 3$ inplaats van $k = 1, 2, 3, 4$ komt niet ter sprake in hoeverre het bijvoorbeeld juist is te meenen dat het impulmoment van een s-baan werkelijk nul is.

Niet gewaarschuwd wordt de lezer voor de illusie, dat bij koppeling van het impuls-moment van de baan en dat van het roteerende electron deze vectoren werkelijk parallel of anti-parallel zouden zijn.

In dit verband is het wel aardig, naast het boek van Hund de dissertatie van Goudsmit (Leiden 1927) na te slaan, waarin meer op deze kant van de questies wordt ingegaan. de Gr.

Fritz Kohlrausch, **Probleme der γ-Stralung,** 155. blz. — Sammlung Vieweg, Fr. Vieweg & Sohn, A. G. Braunschweig.

Een behandeling van bovengenoemd onderwerp, gelijk deze door Kohlrausch — en wel door een bekende persoonlijkheid op dit gebied — is gegeven, schijnt me als een gelukkige bijdrage in de bekende „Sammlung Vieweg" te mogen worden beschouwd. Helder en overzichtelijk, recht op het doel afgaande, wordt in een tiental hoofdstukken het licht geworpen op de groote samen gesteldheid der verschijnselen en de hierbij talrijke open vragen, die zich voordoen bij deze nog slechts ééne openbaring der transformatie van de stof: de γ-straling.

De gang van het betoog is in hoofdzaak hierop gericht, dat veelzijdig wordt nagegaan en overwogen, in hoeverre deze straling zich in haar verschijnselen aanpast bij de klassieke elektromagnetische theorie, of wel deze een meer

Digitized by Google

lichtkwantenkarakter openbaart; en wanneer dan blijkt, dat juist bij deze geringe golflengten van het kwantenkarakter zoozeer overheerscht, zoo worden dan achtereenvolgens enkele experimenteele gegevens aan de uit deze nieuwere theorie gemaakte gevolgtrekkingen getoetst en daarmede, zelfs werkende dikwijls met slecht gedefinieerde stralingsoort, namelijk wel in overeenstemming gevonden.

Juist deze wijze van behandeling van het onderwerp brengt geleidelijk na elkaar alle belangrijke verschijnselen en daarbij voorkomende questies naar voren, die zich bij de γ-straling voordoen; als greep hieruit b.v. de verschijnselen van absorptie: het foto-effekt met zijn belang voor de golflengtebepaling der γ-straling; de verstrooing: het Compton-effekt; de telmethode van de γ-impulsen met haar vele voordeelen; de warmtewerkingen, o.a. het vernuftig uitgedachte experiment van Ellis en Wooster; vervolgens nog het zoozeer lastige, gedeelteijk onopgeloste probleem van de ontrafeling der γ-ionisatie en eindelijk de secundairstraling, die in haar storingen bij menig experiment nog te dikwijls wordt verwaarloosd.

Kortom voor dengeen, die zich voor een bepaald onderdeel der γ-verschijnselen interesseert, moet een dergelijk samenvattend geheel, juist wegens het zoo diep in elkaar grijpen der verschillende verschijnselen onderling, van groote waarde worden geacht. Wellicht dat op een enkel onderdeel iets dieper had kunnen worden ingegaan; ik denk hier b.v. aan de op blz. 66 vermelde onderzoekingen over het moment van uitzending der γ-impulsen uit de atoomkern, of aan enkele hypothesen over de γ-straling in verband met de primaire β-straling, doch wat dit laatste betreft, zoo heeft de schrijver zich denkelijk — en misschien terecht — tot de meer zekere gegevens willen beperken.

Aan dit werk, dat bovendien een uitgebreide literatuuropgave bevat, is met toewijding gearbeid; en men voelt dan ook de gemeendheid van het slotwoord van den schrijver, dat het deze een voldoening zal zijn, mocht zijn arbeid de prikkel geven tot een experimenteel aanvatten van de erin te berde gebrachte problemen. H. F.

Gilbert Newton Lewis. **„Die Valenz und der Bau der Atome und Moleküle".** Duitsche vertaling door Dr. Gustav Wagner en Dr. Hans Wolf. — F. Vieweg und Sohn, Braunschweig 1927. Prijs 12 Mark, gebonden 14 Mark.

De schrijver geeft in dit werkje een uiteenzetting van zijn theorie der chemische binding, die, in den aanvang nauw overeenstemmende met de tegelijkertijd door Kossel ontwikkelde „dualistische" theorie, zich van deze meer en meer verwijderd heeft door de invoering van de hypothese, dat de chemische binding in vele gevallen te weeg gebracht wordt door electronenparen. De beschouwingen, die de schrijver geeft over het tot stand komen van deze electronenparen door magnetische werkingen der banen op elkaar zullen voor de meeste lezers wel niet zeer overtuigend zijn Het is echter bovendien nog de vraag, of men met deze hypothese wel veel verder komt dan met de oude „haken en oogen"-voorstelling. Daar de theoretische basis voor de electronenparen in elk geval zeer zwak blijft, krijgen de beschouwingen nooit de helderheid van de zuivere electrostatische theorie, zooals die door Kossel gegeven is. Moge deze laatste ook niet de oplossing van alle moeilijkheden geven, na lezing van dit boekje zal het den meesten lezers wel duidelijk zijn, dat ook in Lewis' theorie de moeilijkhehen vele zijn. Hier dient echter de lezer zelf zijn oordeel te vormen: de kennismaking met dit boekje zal alleen al als tegenwicht tegen al te ver doorgevoerd „dualisme" reeds de moeite waard zijn. v. A.

Digitized by Google

P. Terpstra. **Leerboek der geometrische kristallografie.** 290 bladz. — P. Noordhof, Groningen 1927. Prijs f 8,25, geb. f 9.—.

De uitgave van degelijke werken als dit, over een studievak, waarvoor tegenwoordig groote belangstelling bestaat, is zeer toe te juichen. Het boek kan ten volle aanbevolen worden als studiewerk bij de voorbereiding voor de verschillende prop. examens en het zal waarschijnlijk ook door velen als zoodanig worden gebruikt. Wanneer men evenwel bedenkt, dat alleen het zuiver geometrische deel van de kristallografie beschreven wordt, dus de eigenschappen van de uitwendige vormen van ideale kristallen, en dat hoofdstukken als kristalteekenen, kristaloptica, structuurleer en natuurlijk voorkomen (mineralogie, statistiek) elk wellicht even uitgebreide behandeling behoeven, dan zal waarschijnlijk wel als een bezwaar worden gevoeld, dat de aankoop van dit soort werken ten behoeve van wat voor de meeste studenten een onderschikt deel van de prop. studie vormt, finantieel voor hen te bezwaarlijk is. Maar moge blijken, dat ons inzicht te somber is en dat wij te eeniger tijd de nog aan de volledige serie van kristallografie-leerboeken ontbrekende deelen van dezen schrijver mogen begroeten!

Wanneer we over den inhoud een enkele opmerking maken, dan lijkt bv. de beschrijving van de methode van de naam-bepaling voor den beginneling niet zeer duidelijk. Vooral op het beginsel, dat een vorm positief of negatief, en bij in gebreke blijven van deze onderscheiding, linker of rechter (eventueel linksche en rechtsche, zooals schr. voorstelt) genoemd wordt naar het voorkomen van bv. het grootste aantal der (boven-)vlakken, wordt weinig nadruk gelegd.

Is anisotroop geperst of gekoeld glas homogeen te noemen? Heteropolair kan kortweg polair heeten; inplaats van zône verdient de naam bundel misschien de voorkeur. Was een korte bespreking van pseudosymmetrie niet gewenscht?

De gekleurde titelplaat zou zonder bezwaar weggelaten kunnen worden, een inhoudsvermelding boven elk hoofdstuk of elke onderafdeeling kan echter de bruikbaarheid van het boek verhoogen.

Door bijvoeging van een aantal vraagstukken is dit leerboek tot een van de beste op kristallografisch gebied geworden. W. F. de J.

Max Möller. **Die Wellen, die Schwingungen und die Naturkräfte,** zweiter bis vierter Teil, Lieferung 2: Die elastische Welle sowie Elektrizität und Magnetismus als Erscheinungsformen von Wellen und Schwingungen, 136 blz, 68 fig. — Fried. Vieweg und Sohn, Akt.-Ges., Braunschweig, 1927; Prijs R. M. 5.—.

Deel I van dit werkje is reeds besproken in Physica 7, p. 60, 1927. Evenmin als van de eerste aflevering kan van deze tweede veel goeds gezegd worden. Het boek is een mengelmoes van gedeeltelijk juiste met geheel onjuiste voorstellingen; in 't bijzonder bevatten de beschouwingen over electromagnetische verschijnselen onder den schijn van een eenvoudige mechanische analogie zooveel verwards, dat men er niets mee kan aanvangen. Daarbij worden de resultaten in den vorm van stellingen uitgedrukt, die door haar onbepaalde formuleering weinig houvast geven soms laten ze een goede interpretatie toe, doch dan komt men terug op de gangbare opvattingen, zoodat ze niets nieuws leveren.

Verschillende passages van het boek leggen getuigenis af van een naieve zelfoverschatting van den schrijver met betrekking tot zijn inzichten in de krachten in de natuur; zij maken het boek er niet beter op. J. M. B.

Digitized by Google

I. Nauta, **Natuurkunde.** Leer-Repetitieboekje voor het voortgezet onderwijs, 208 blz,, vele fig. — P. Noordhoff, Groningen 1927. Prijs f 2.40.

Met ingenomenheid begroet ik dit leerboek — leerboekje is een te bescheiden naam — der natuurkunde, dat het geheele veld beslaat en een frisschen geest ademt.

De keuze der leerstof is gelukkig, de behandeling uitstekend geslaagd. Veel verouderde zaken als de areometers van Nicholson en van Fahrenheit, het fleschjeswaterpas en andere zijn weggelaten, nieuwere als turbines, dynamo's, electromotoren opgenomen, terwijl aan het hoofdstuk der electriciteit in zijn geheel veel zorg is besteed. Aan radiotelegrafie, radiotelefonie, radiotelefotografie zijn meerdere bladzijden gewijd.

Wat de wijze van behandeling aangaat, deze is beknopt, duidelijk, en gemakkelijk te overzien door de in margine geplaatste korte aanduiding van het onderwerp, terwijl de vele zorgvuldig gekozen vragen aan het eind van elke paragraaf en de bespreking der praktische toepassing van de behandelde natuurkundige verschijnselen de waarde van het boek, dat van vele teekeningen en meerdere fotoafdrukken is voorzien, verhoogen.

Maar ik acht het boek in zijn geheel te moeilijk voor de leerlingen voor wie de schrijver het volgens het voorbericht in de eerste plaats bestemt, *jonge* leerlingen van het vervolgonderwijs, leerlingen dus der 1e klasse van U. L. O. en daarmee overeenkomende scholen.

Veel van wat over motoren, licht (beeldvorming door holle spiegels en lenzen; breking) en electriciteit (dynamo's, electromotoren en radio) behandeld wordt, is is voor hen te zwaar.

Resumeerende zou ik willen zeggen:

Een prachtig leerboek voor het vervolgonderwijs, waaruit de onderwijzer voor de 1e klasse met zorg eene keuze moet doen. Voor de 2e klasse kan het boek in zijn geheel gebruikt worden, terwijl het voor de 3e klasse met eenige aanvulling — die de schrijver van plan is in een afzonderlijk werkje te geven — als repetitieboek geschikt is. P. Th. J.

A. F. Holleman, **Leerboek der organische chemie,** tiende geheel herziene druk onder medemerking van Dr. J. P. Wibaut. — J. B. Wolters, Groningen— Den Haag 1927. Prijs f 12,50.

Van Holleman's Leerboek der organische chemie, dat nu al 30 jaar bij onze studenten het meest in trek zijnde studieboek voor organische chemie is, verscheen in 1927 de tiende druk. Dr. J. P. Wibaut, dien het voorbericht van den 9den druk als medewerker noemt, is nu naar de titelpagina verhuisd.

Dank zij de zorg, welke er aan besteed wordt om het boek op de hoogte der wetenschap te houden, weet het zich te handhaven. In dezen nieuwen druk treffen we b.v. Ter Meulen, Langmuir, Harkins, Adam aan; de suikers zijn in overeenstemming met de vele onderzoekingen op dit gebied uitvoeriger behandeld; de nieuwe nomenclatuur wordt gevolgd. Ook daar, waar men het niet dadelijk zoekt, vindt men echter sporen van herziening. Zoo treft b.v. reeds dadelijk in de inleiding een sterker naar voren brengen van Berthelot's werk.

In den 9den druk kwamen nog al veel hinderlijke fouten voor, meestal verkeerde verwijzingen of foute formules. Een flinke opruiming is hieronder gehouden. Ik

Digitized by Google

vond er een veertigtal uit den vorigen druk verbeterd. Toch, geheel in orde is het nog niet, en omdat te verwachten is, dat een elfde druk dezen tienden zal volgen, moge schrijver en medewerker hier nog eens hun aandacht aan geven. Het boek is het waard. Gaarne draag ik mijn steentje bij en wijs daarom op: p. **95**, r. 9; **122**, 15; **140**, 14; **275**, 29; **282**, 19; **315**, 10; **355**, 15; **417**, 1; **496**, 3; **517**, 6 en 7; **531**, 26; **534**, 20; **574**, 12; **595**, 8. Met de uitvoering legt de firma Wolters eer in.

J. M. v. d. Z.

Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde. In vierter Auflage neu bearbeitet von *Walter Brückmann*, 284 blz., 69 fig., 6 kaarten, 10 wolkenfoto's. — Fr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges., Braunschweig 1927. Prijs ing. R. M. 15.—; geb. R. M. 17.—.

Wie de oude Leitfaden van Börnstein kent, zal in dezen nieuwen druk veel veranderd vinden. Geen wonder ook. Wanneer men de ontwikkeling der meteorologie in de laatste jaren heeft gevolgd, dan weet men dat daarin groote veranderingen hebben plaats gevonden of anders gezegd, dat zij in een nieuwe ontwikkelingsphase is getreden. Vooral de dynamische verschijnselen in onze atmosfeer hebben; dank zij het werk van Bjerknes c.s. aan de eene kant en van de Weensche school onder Exner een geheel andere verklaring verkregen, en niet alleen, dat de theoretische beschouwingswijze veranderd is, maar ook in de practijk van de weervoorspelling is deze zienswijze doorgedrongen. Het laat zich dus begrijpen, dat, wil deze Leitfaden op de hoogte van den tijd blijven, zij een grondige verandering moest ondergaan. Want niet alleen moesten de hoofdstukken over de luchtbeweging en de synoptische meteorologie omgewerkt worden, maar ook in andere hoofdstukken is te bemerken, dat ernstig gestreefd is naar het op peil houden van den inhoud. Daarom verwondert het mij dat de „geocoroniumsfeer van Wegener" nog steeds gehandhaafd blijft. Het hoofdstuk over het „Weer" heeft plaats gemaakt voor een paar kleinere over Luchtelectriciteit en Optische Verschijnselen. Deze zijn betrekkelijk kort gehouden, maar toch is het goed gezien, deze in een dergelijke „Leitfaden" niet achterwege te laten, vooral daar voor ieder hoofdstuk een uitvoerige litteratuuropgave is toegevoegd. Toch zijn deze lang niet altijd volledig en het doet vreemd aan daarin bijv. in 't geheel niet „Onweer- en Optische Verschijnselen" genoemd te vinden, vooral daar bekend is dat in ons land juist zooveel van die verschijnselen worden waargenomen. Ook valt het op, dat bij de bespreking van de radiotelegrafische toezending der weertelegrammen (p. 215) de Bilt in 't geheel niet genoemd wordt. Ook op het naamregister zouden dergelijke opmerkingen te maken zijn. Na de synoptische meteorologie wordt een hoofdstuk over meteorologische instrumenten ingevoegd. Wel wordt daarin gesproken van „Aerologischen Aufstiegen", maar de registreertheodoliet van Dr. Schoute vindt daarin geen vermelding.

Wanneer ik dergelijke opmerkingen maak, dan is dat niet om het boek af te keuren, maar meer om den bewerker van dezen druk te doen beseffen, dat er nog een Holland bestaat met Hollandsche waarnemers, opdat hij in den volgenden druk deze tekortkomingen moge herstellen. Dan zal nog meer in vervulling gaan de wensch waarmede de bewerker zijn voorwoord besluit;

„Möge das Buch den vielen Freunden des alten Börnsteinschen Leitfadens auch in der neuen Form willkommen sein".

T. v. L.

Digitized by Google

MEDEDEELINGEN.

Het 22e Nederlandsch Natuur en- Geneeskundig Congres zal op 2, 3 en 4 April 1929 te Rotterdam worden gehouden.

Het bestuur is samengesteld als volgt:

Prof. Dr. P. E. Verkade te Rotterdam, Voorzitter.

Dr. H. K. de Haas te Rotterdam, ondervoorzitter.

Dr. D. Coelingh te Bussum, 1e Secretaris.

Dr. B. K. Boom te Amsterdam, 2e Secretaris.

Prof. Dr. L. P. de Bussy te Baarn, Penningmeester.

Prof. Dr. M. de Haas te Delft.

Dr. A. C. van Rossem te Rotterdam.

Prof. Dr. A. D. Fokker te Santpoort station, Voorzitter der 1e afdeeling.

Dr. L. F. D. E. Lourens te Rotterdam, Voorzitter der 2e afdeeling.

Dr. H. Burgerhout te Rotterdam, Voorzitter der 3e afdeeling.

Prof. W. E. Boerman te Rotterdam, Voorzitter der 4e afdeeling.

NEDERLANDSCH AMERIKAANSCHE FUNDATIE.

De Wetenschappelijke commissie der Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie verzoekt studenten aan de Nederlandsche Universiteiten en Hoogescholen (met inbegrip van pas afgestudeerden), die in 1928 gedurende eenige maanden hunne studiën zouden wenschen voort te zetten in de Vereenigde Staten, zich, met opgave van hun tot dusver afgelegde studiën en met eenige omschrijving van hun studie-plan in Amerika, onder overlegging van aanbevelingen, voor 1 Maart schriftelijk aan te melden bij den secretaris der commissie Professor Dr. H. A. Brouwer te Delft.

Aan een beperkt aantal wordt door de Fundatie steun verleend, welke in hoofdzaak uit vergoeding der reiskosten zal bestaan. Ook voor studeerenden die geen subsidie begeeren, bestaat gelegenheid om van de aanbevelingen der Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie gebruik te maken.

In verband hiermede wordt verzocht tevens op te geven of een uitzending al dan niet van het verleenen eener subsidie afhankelijk wordt gesteld.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 26 Jan. 1928.*

Digitized by Google

N.V. EINDHOVENSCHE DRUKKERIJ

EINDHOVEN

DE DRUKKERIJ

VOOR STUDIEBOEKEN EN TECHNISCHE WERKEN

TELEFOON 341 - POSTCHEQUE- EN GIROREKENING No. 111704

HET RECUEIL DES TRAVAUX CHIMIQUES DES PAYS-BAS,

uitgegeven door de Nederlandsche Chemische Vereeniging,

bevat oorspronkelijke

Wetenschappelijke Verhandelingen op het gebied der Chemie

in de Fransche, Engelsche en Duitsche taal.

De omvang bedraagt normaal 960 bladzijden per jaar octavo. De abonnementsprijs bedraagt f 15.— per completen jaargang exclusief porto voor het buitenland. Leden der Nederl. Chem. Ver. (ook buitenlanders worden als lid toegelaten) betalen slechts f 6.—. Tevens ontvangen de leden voor hunne contributie van f 15.— per jaar het Chemisch Weekblad met het bijblad Chemie en Industrie en het Chemisch Jaarboekje, welke in de Hollandsche taal verschijnen. Hun, die het Recueil wenschen te ontvangen, wordt verzocht dit op te geven aan den Secretaris-Penningmeester van het Algem. Bestuur der Nederlandsche Chemische Vereen., Dr. A. D. DONK, HAARLEM (Holland), Verspronckweg 100.

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

THIS BOOK IS DUE ON THE LAST DATE STAMPED BELOW

AN INITIAL FINE OF 25 CENTS

WILL BE ASSESSED FOR FAILURE TO RETURN THIS BOOK ON THE DATE DUE. THE PENALTY WILL INCREASE TO 50 CENTS ON THE FOURTH DAY AND TO $1.00 ON THE SEVENTH DAY OVERDUE.

DEC 12 1941 M

DEC 12 1941 M

30Oct'64SW

REC'D LD

OCT 23'64-9 AM

26Mar65SS

REC'D LD

MAR 16'65-5 PM

MAR 4 1982 5 8

RET'D FEB 4 1982

LD 21-100m-7,'40(6936s)

Digitized by Google

Physica | 674923 | QC1 P39
DEC 28 1931 Inter-Libr. JAN 7 1932
MAR 1 '33 Intlibr
DEC 12 1941 Gone DEC 12 1941

674923

UNIVERSITY OF CALIFORNIA LIBRARY

Digitized by Google

Digitized by Google